

THESES

PRESENTEES A LA FACULTE DES
SCIENCES DE L'UNIVERSITE DE
NANCY POUR OBTENIR LE GRADE DE
DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

PAR CHRISTIAN PROST

Ingénieur E.N.S.I.C.

Licencié Es-Sciences.

Attaché de Recherche au C.N.R.S.

ETUDE DE LA CONDUCTIVITE ELECTRIQUE DES MILIEUX DIPHASIQUES

APPLICATION A L'HYDRODYNAMIQUE DES COLONNES A GARNISSAGE POUR ABSORPTION GAZ-LIQUIDE

SOUTENUES LE

1964

, DEVANT LA COMMISSION D'EXAMEN

M. J. BARRIOL

Président

M. J. BASTICK

Examineurs

M. P. LE GOFF

M. J. CATHALA

Invité



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41555810_0036



UNIVERSITE DE NANCY

FACULTE DES SCIENCES

THESES

PRESENTEES A LA FACULTE DES
SCIENCES DE L'UNIVERSITE DE
NANCY POUR OBTENIR LE GRADE DE
DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

PAR CHRISTIAN PROST

Ingénieur E.N.S.I.C.

Licencié Es-Sciences.

Attaché de Recherche au C.N.R.S.

ETUDE DE LA CONDUCTIVITE ELECTRIQUE DES MILIEUX DIPHASIQUES

APPLICATION A L'HYDRODYNAMIQUE DES COLONNES A GARNISSAGE POUR ABSORPTION GAZ-LIQUIDE

SOUTENUES LE

, DEVANT LA COMMISSION D'EXAMEN

M. J. BARRIOL

Président

M. J. BASTICK

Examineurs

M. P. LE GOFF

M. J. CATHALA

Invité

Doyen : M. AUBRYAssesseur : M. GAYDoyens honoraires : MM. CORNUBERT - DELSARTE - URION - ROUBAULTProfesseurs honoraires : MM. CROZE - RAYBAUD - LAFFITTE - LERAY - JULY -
LAPORTE - EICHHORN - GODEMENT - DUBREIL - L. SCHWARTZ - DIEUDONNE -
DE MALLEMANN - LONGCHAMBON - LETORT - DODE - GAUTHIER - GOUDET - OLMER -
CORNUBERT - CHAPELLE - GUERIN - WAHL - ECHEVIN.Maîtres de conférences honoraires : MM. LIENHART - PIERRETProfesseurs :

MM. URION	Chimie biologique	* GAYET	Physiologie
DELSARTE	Analyse supérieure	* MALAPRADE	Chimie
ROUBAULT	Géologie	HADNI	Physique
CAPELLE	Mécanique rationnelle	BONVALET	Mécanique appliquée
VEILLET	Biologie animale	* KERN	Minéralogie
BARRIOL	Chimie théorique	* BASTICK	Chimie
BIZETTE	Physique	DUCHAUFOR	Pédologie
GUILLIEN	Electronique	NEEL	Chimie organique industr.
GIBERT	Chimie-physique	GARNIER	Agronomie
LEGRAS	Mécanique rationnelle	* WEPPE	Minéralogie appliquée
BOLFA	Minéralogie	BERNARD	Géologie appliquée
NICLAUSE	Chimie	* CHAMPIER	Physique
FAIVRE	Physique appliquée	* REGNIER	Physico-chimie
AUBRY	Chimie minérale	* GAY	Chimie biologique
DUVAL	Chimie	* WERNER	Botanique
COPPENS	Radiogéologie	* CONDE	Zoologie
FRUHLING	Physique	STEPHAN	Zoologie
SUHNER	Physique expérimentale	EYMARD	Calcul différentiel et intégral
HILLY	Géologie	LEVISALLES	Chimie organique
LE GOFF	Génie chimique	MANGENOT	Botanique
CHAPON	Chimie biologique	Mme HERVE	Méthodes mathématiques de la physique
HEROLD	Chimie minér. industrielle		
SCHWARTZ	Exploitation minière		

* Professeur à titre personnel

Maîtres de conférences et professeurs sans chaire

MM. GOSSE	Mécanique physique	N... Probabilités et statistiques
ROCCI	Géologie	N... Mécanique (I.S.I.N.)
VUILLAUME	Psychophysiologie	N... Physique M.G.P.
Mme BASTICK	Chimie M.P.C. (Epinal)	N... Mathématiques
MM. GUDEFIN	Physique	N... Mécanique expérimentale
HORN	Physique propédeutique	N... Génie chimique
FRENTZ	Biologie animale	N... Mathématiques propédeutiques
AUROUZE	Géologie	N... Phytopathologie
MARI	Chimie (I.S.I.N.)	N... Mathématiques S.P.C.N.
LAFON	Physique (I.S.I.N.)	
FELDEN	Physique théorique et nucl.	
FLECHON	Physique M.P.C.	
VIGNES	Métallurgie	
Mlle HUET	Mathématiques S.P.C.N.	
MM. DEVIOT	Physique du solide	
BLAZY	Minéralogie appliquée (E.N.S.G.)	
BALESDENT	Thermodynamique chim. Appliquée	
JANOT	Physique M.P.C. (Epinal)	

Secrétaire Principal : M. C. CARON

A MON MAITRE,

Monsieur le Professeur LE GOFF,

hommage respectueux

A MA FEMME,

A MA FAMILLE,

en témoignage d'affection

Ce travail a été effectué au Laboratoire de Génie Chimique de l'ECOLE NATIONALE SUPERIEURE DES INDUSTRIES CHIMIQUES à NANCY.

Nous sommes particulièrement heureux d'exprimer notre profonde gratitude à Monsieur le Professeur LE GOFF pour l'intérêt permanent et le soutien qu'il nous a manifestés tout au long de ce travail. Nous l'en remercions vivement et l'assurons de toute notre reconnaissance.

Nous remercions également Monsieur le Professeur BARRIOL d'avoir bien voulu nous proposer le second sujet de thèse et accepter de présider notre Jury.

Notre gratitude va aussi à Monsieur le Professeur BASTICK, Directeur de l'Ecole Nationale Supérieure des Industries Chimiques, pour les facilités qu'il nous a accordées à l'Ecole et, pour avoir bien voulu faire partie de notre Jury.

Nous sommes sensible à l'honneur que nous a fait Monsieur le Professeur CATHALA, Directeur de l'Institut de Génie Chimique à TOULOUSE, en acceptant de siéger à notre Jury.

Nous remercions aussi le CENTRE NATIONAL de la RECHERCHE SCIENTIFIQUE grâce auquel ce travail a été possible.

Nous sommes particulièrement reconnaissant à Monsieur MIHE pour l'aide précieuse et le dévouement constants apportés à la réalisation de la partie électronique de ce travail.

Nous garderons le meilleur souvenir de tous nos camarades du Laboratoire pour l'excellente et fructueuse collaboration qui exista sans cesse entre nous.

Enfin que toutes les personnes qui nous ont aidés dans notre travail et tout spécialement MM. MAXANT, PIQUARD et BERGEM, reçoivent l'expression de notre sincère reconnaissance.

P R E M I E R E T H E S E

ETUDE de la CONDUCTIVITE
ELECTRIQUE des MILIEUX DIPHASIQUES
Application à l'hydrodynamique
des colonnes à garnissage pour absorption gaz-liquide



Introduction générale

-:-:-:-:-

Les colonnes utilisées pour l'absorption gaz-liquide sont de trois types principaux :

- Les colonnes vides à film tombant ou encore à ruissellement :

un liquide ruisselle à débit constant le long de la paroi verticale d'une colonne. La phase gazeuse lèche le film liquide en traversant la tour à débit constant à contre-courant.

- Les colonnes à gouttes :

les gouttes de liquide tombent en chute libre à co-courant ou à contre-courant du gaz.

En fait, ces deux premiers types de colonne ne sont guère utilisés qu'en laboratoire, lorsqu'on désire connaître avec précision l'aire de la surface d'échange s et mesurer la conductance de transfert K .

- Les colonnes à garnissage :

le liquide s'écoule par gravité à co-courant ou contre-courant du gaz à travers les pores du garnissage constitué d'un empilement de particules, généralement des sphères, anneaux Raschig ou selles de Berl. Ces colonnes utilisées industriellement ont, à volume égal, une efficacité beaucoup plus grande du fait de leur garnissage, que les colonnes vides à film, ou à gouttes. Mais il est important de remarquer que le garnissage placé dans la colonne agit d'une triple manière :

1 - il augmente l'aire de contact gaz-liquide et donc la surface d'échange par unité de volume de colonne.

2 - Il provoque des microtourbillons locaux dans le film liquide, renouvelle sa surface et favorise ainsi le brassage et l'homogénéisation locale de la concentration en soluté.

3 - Il empêche la formation de grands mouvements de convection et de turbulence longitudinale dans la phase gazeuse. Il maintient ainsi

une forte différence de concentration de l'entrée à la sortie de la colonne.

Pour comprendre tout le mécanisme des phénomènes d'échange de chaleur, de matière et de quantité de mouvement dont la colonne est le siège, il est important de pouvoir décrire avec précision la texture du système triphasique composé du solide poreux constituant le garnissage, de la phase gazeuse en écoulement forcé et, enfin, de la phase liquide.

Pour décrire cette texture géométrique, on disposait jusqu'à présent de plusieurs grandeurs macroscopiques :

- la porosité ϵ du garnissage, c'est-à-dire la fraction de volume vide,
- le taux de rétention β de la phase liquide, c'est-à-dire la fraction de volume vide occupée par le liquide,
- la perte de charge $\frac{\Delta P}{\Delta Z}$ subie par la phase gazeuse à la traversée du garnissage.

Nous nous proposons d'introduire une nouvelle grandeur mesurable : à savoir la conductivité électrique apparente du garnissage irrigué, la phase liquide étant seule conductrice et la mesure étant faite soit parallèlement, soit perpendiculairement à l'écoulement, soit encore localement en un point donné du garnissage.

Le travail que nous présentons a donc consisté, d'abord à construire le poste d'étude d'une colonne d'absorption gaz-liquide et à faire toute une série de mesures des grandeurs classiques intervenant jusqu'alors dans l'hydrodynamique des colonnes à garnissage, c'est-à-dire essentiellement la perte de charge $\frac{\Delta P}{\Delta Z}$ du gaz et la rétention β du liquide. La présentation et l'interprétation des résultats obtenus font l'objet du chapitre I.

Le chapitre II consiste en une étude systématique, théorique et

expérimentale de la conductivité électrique des systèmes diphasiques.

Au chapitre III, on trouvera décrits la méthode et le dispositif expérimental mis au point pour la mesure de la conductivité électrique moyenne et instantanée du garnissage irrigué. Cette technique nous a permis de caractériser la texture moyenne et instantanée du liquide en écoulement.

C h a p i t r e I

-:-:-:-:-

HYDRODYNAMIQUE des COLONNES D'ABSORPTION à GARNISSAGE

-:-:-:-:-

- P L A N -

1 - <u>DESCRIPTION DU POSTE D'ETUDE</u>	I-1
2 - <u>CONDITIONS EXPERIMENTALES D'ETUDE</u>	I-2
21 - Le garnissage	I-2
22 - Propriétés physiques des fluides	I-4
23 - Les débits des fluides	I-4
24 - La mise en équilibre de la colonne	I-5
3 - <u>ETUDE DE L'ÉCOULEMENT D'UN SEUL FLUIDE A TRAVERS</u> <u>LE GARNISSAGE</u>	I-6
31 - Etude de l'écoulement par gravité du liquide : la rétention de liquide dans le garnissage	I-6
311 - Etude bibliographique	I-7
312 - Résultats expérimentaux	I-9
3121 - La rétention statique	I-9
3122 - La rétention dynamique	I-11
32 - Etude de l'écoulement forcé de l'air à travers le garnissage : perte de charge	I-16
4 - <u>ETUDE D'UN ÉCOULEMENT BIPHASIQUE GAZ-LIQUIDE A TRAVERS</u> <u>LE GARNISSAGE</u>	I-18
41 - Etude de l'écoulement gaz-liquide à contre-courant ..	I-19
411 - Etude bibliographique	I-19
4111 - La zone en-dessous du point de charge	I-20
4112 - La zone au-dessus du point de charge	I-22
412 - Résultats expérimentaux	I-24
413 - Comparaison avec la littérature	I-25

...

4131 - La zone en-dessous du point de charge	I-25
4132 - La zone au-dessus du point de charge	I-26
42 - Etude de l'écoulement gaz-liquide à co-courant	I-27
421 - Etude bibliographique	I-27
4211 - Ecoulement diphasique à co-courant dans un tube	I-27
4212 - Ecoulement diphasique à co-courant dans un garnissage	I-28
422 - Résultats expérimentaux	I-31
423 - Comparaison avec la littérature	I-32
5 - <u>MESURE DU TAUX D'INTERACTION GAZ-LIQUIDE DANS UN ECOU-</u> <u>LEMENT DIPHASIQUE A TRAVERS UN GARNISSAGE</u>	I-35
51 - Cas de l'écoulement à contre-courant	I-36
52 - Cas de l'écoulement à co-courant	I-36
53 - Remarque générale	I-37
6 - <u>C O N C L U S I O N</u>	

Avant d'aborder l'étude et l'interprétation de la conductivité électrique apparente du garnissage irrigué, par un liquide conducteur, il est nécessaire de faire le point sur l'état actuel des recherches sur l'hydrodynamique des colonnes à garnissage et interpréter nos résultats expérimentaux correspondants.

Après avoir décrit le poste d'étude que nous avons construit et utilisé, nous verrons nos méthodes et techniques de mesure des différentes grandeurs et nous terminerons par l'exposition de nos résultats expérimentaux, leur interprétation et leur comparaison avec les nombreux résultats de la littérature.

---:---

1 - DESCRIPTION du POSTE D'ETUDE

Il permet la mesure simultanée :

- de la perte de charge subie par le courant gazeux circulant seul, à co ou à contre-courant du liquide ;
- de la rétention de liquide, c'est-à-dire de la quantité de liquide contenue à un instant donné dans le garnissage en fonctionnement ;
- de la conductivité électrique apparente moyenne et instantanée du garnissage irrigué par un liquide conducteur.

...

Cette dernière mesure et les résultats correspondants faisant l'objet du troisième chapitre, seront seulement décrits dans celui-ci.

La figure I₁ représente l'ensemble de l'appareillage. Il comprend une colonne cylindrique constituée d'éléments en verre Pyrex E.I.V.S. de 10,1 cm de diamètre et 3,5 m de haut, garnie d'anneaux Raschig sur une hauteur de 2,09 m.

Un compresseur ROOTS ou une pompe à anneau liquide SIHI peut alimenter la colonne en air. Un circuit fermé actionné par une pompe centrifuge permet l'emploi de liquides variés.

Sur chacun des circuits d'air et d'eau, un système de régulation de température permet d'obtenir des fluides à 20° à l'entrée de la colonne.

La mesure des débits s'effectue pour l'air avec un compteur volumétrique ou un diaphragme et pour l'eau avec un rotamètre.

La perte de charge du gaz traversant le garnissage est mesurée par l'indication d'un manomètre différentiel relié à deux tubes de PRANDTL respectivement disposés en-dessus et en-dessous du garnissage.

La méthode de collection du liquide en bas de la colonne avec un temps d'égouttage de 10 mn permet de mesurer la rétention de liquide.

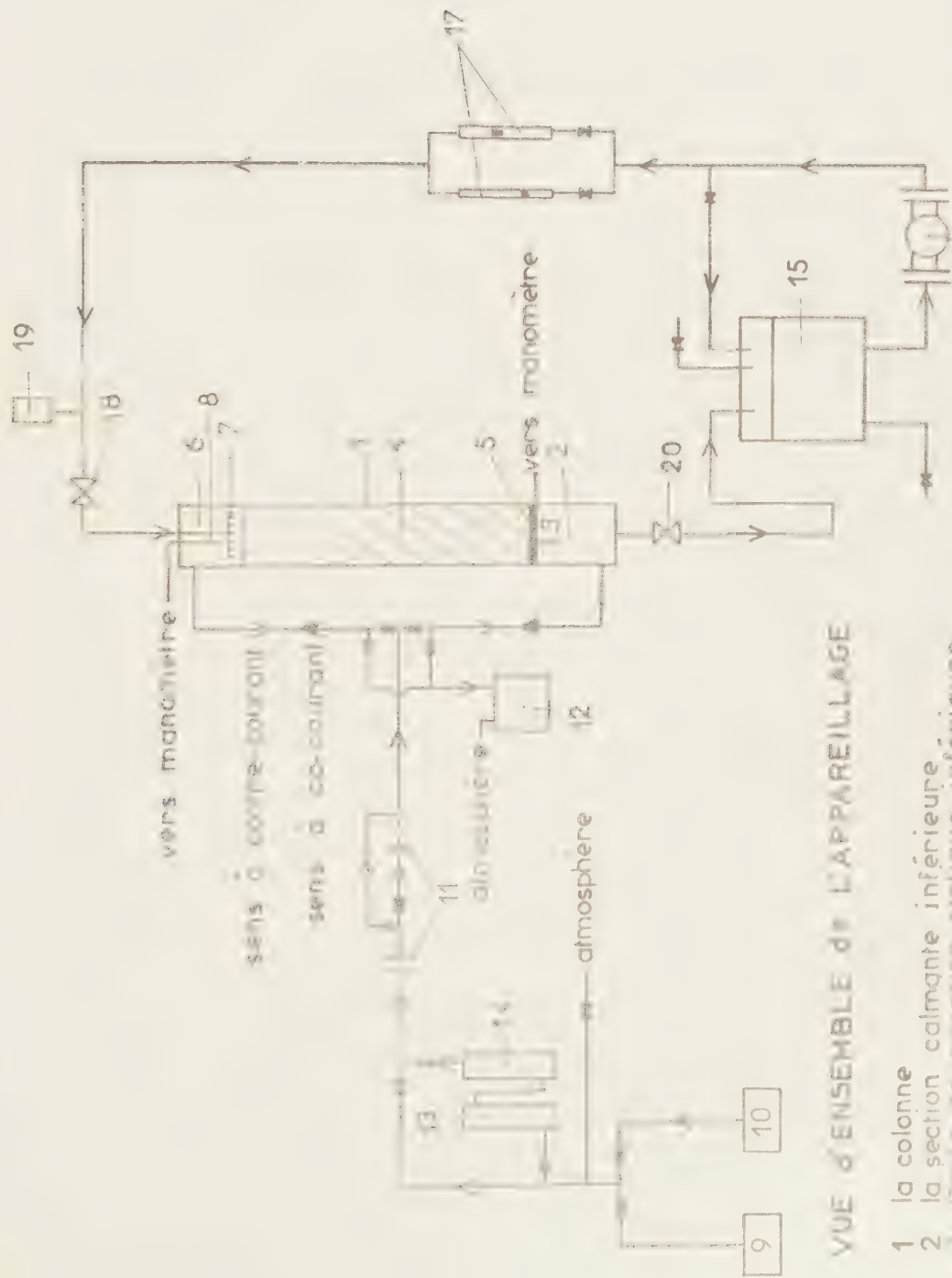
Une description plus détaillée du poste d'étude et des méthodes de mesure est donnée en annexe I-1.

2 - CONDITIONS EXPERIMENTALES D'ETUDE

21 - Le garnissage

Nous n'avons utilisé qu'un seul garnissage. Il est constitué d'anneaux Raschig de 10 mm, fabriqués à partir de tubes de Pyrex tronçonnés à la scie diamant. Il s'agit du même garnissage que celui utilisé par LESPINASSE (L8) dont ce dernier a donné les caractéristiques qui sont

...



VUE D'ENSEMBLE DE L'APPAREILLAGE

- 1 la colonne
- 2 la section calmante inférieure
- 3 la section statique inférieure
- 4 Section de mesure ; garnissage
- 5 grille de support du garnissage
- 6 section calmante supérieure
- 7 Distribution de liquide
- 8 Anneau de pression statique supérieure
- 9 Surpresseur ROOTS
- 10 Pompe à anneau liquide SIHI

- | | |
|----|-----------------------|
| 11 | Diaphragmes |
| 12 | Compteur volumétrique |
| 13 | Echangeur |
| 14 | Devesiculateur |
| 15 | bac de 50ℓ |
| 16 | pompe centrifuge |
| 17 | rotamètres |

- 18 robinet à fermeture rapide
SERGOT
19 Antibélier
20 vanne BEAUDOIN

10

T A B L E A U I₁

CARACTERISTIQUES des CARNISSAGES UTILISES

Anneaux Raschig en verre Pyrex

Diamètre extérieur d_e en m	Diamètre intérieur d_i en m	Hauteur h en m	surface spécifique s_g en m ⁻¹
$10,0 \cdot 10^{-3}$	$6,6 \cdot 10^{-3}$	$10,6 \cdot 10^{-3}$	1 360

Anneaux Raschig en graphite

Diamètre extérieur d_e en m	Diamètre intérieur d_i en m	Hauteur h en m	surface spécifique s_g en m ⁻¹
$9,7 \cdot 10^{-3}$	$5,6 \cdot 10^{-3}$	$10,0 \cdot 10^{-3}$	1 050

SERIES de perls en gres

Diamètre de la sphère équivalente en metre	surface spécifique s_g en m ⁻¹
$5,4 \cdot 10^{-3}$	1 100

portées sur le tableau I₁.

Après un premier remplissage et une première étude, nous en avons effectué un second en ayant recouvert les anneaux d'un vernis siliconé les rendant ainsi hydrofuges et conduisant à des résultats tout-à-fait différents des précédents.

Quelques mesures annexes, notamment la mesure de la perte de charge en garnissage sec et le taux de rétention dynamique en fonction du débit liquide ont été effectuées sur un garnissage d'anneaux Raschig en graphite et de selles de Berl en grès dont le tableau I₁ reproduit également les caractéristiques.

La porosité ϵ du garnissage est mesurée de la manière suivante : on remplit très doucement (afin de ne pas emprisonner de bulles d'air) la colonne contenant le garnissage, avec de l'eau, jusqu'à atteindre une hauteur que l'on repère. On soutire ensuite une certaine quantité d'eau. La connaissance de la nouvelle hauteur d'eau dans la colonne, du volume recueilli et de la rétention statique permet d'en déduire la porosité du garnissage.

22 - Propriétés physiques des fluides

Afin d'étudier l'influence des propriétés physiques du liquide sur l'hydrodynamique du système gaz-liquide dans le garnissage, nous avons choisi trois liquides dont la masse volumique, la tension superficielle et la viscosité sont très différentes. Il s'agit de l'eau de ville, d'une solution aqueuse d'isopropanol (80 % d'isopropanol) et d'une solution aqueuse de saccharose (70 % de saccharose). Leurs propriétés physiques correspondantes sont portées dans le tableau I₂. Une étude particulière a été faite avec un mélange eau + Teepol. Dans chaque cas, l'air constitue la phase gazeuse.

23 - Les débits des fluides :

Dans le cas de l'eau et de la solution aqueuse d'isopropanol, nous avons étudié neuf débits de liquides variant de $1 \text{ Kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ à $17 \text{ Kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$

environ, huit dans le cas de la solution aqueuse de saccharose (de 1 à $10 \text{ Kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$) et trois seulement pour le mélange eau + Teepol (de 1 à $3,5 \text{ Kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$).

Pour chaque débit de liquide, le débit de gaz varie progressivement jusqu'à l'engorgement à contre-courant et jusqu'à $2,5 \text{ Kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ environ à co-courant.

T A B L E A U I₂

PROPRIETES PHYSIQUES des LIQUIDES ETUDIES

Nature du liquide	Masse volumique en Kg.m^{-3}	Viscosité en dap	Tension superficielle en dynes/cm
eau de ville	1	10^{-3}	71,5
Solution aqueuse à 80 % d'isopropanol	0,869	$3,35.10^{-3}$	27
Solution aqueuse à 70 % de saccharose	1,260	50.10^{-3}	64,5

24 - La mise en équilibre de la colonne

Pour chaque débit de gaz et de liquide, la mise en contact de ces deux phases s'effectue de la manière suivante : le liquide est d'abord introduit avec le débit désiré. Après une attente d'environ une minute, le gaz est introduit très lentement par petits quantas successifs. Cette introduction très lente du gaz a énormément d'importance dans le cas de l'étude à contre-courant. L'expérience montre que si elle s'effectue trop rapidement, principalement au voisinage de l'engorgement, ce dernier apparait pour un débit de gaz anormalement faible. Il est alors très difficile, voire même im-

possible, de retrouver l'état d'équilibre qui correspond à l'introduction très progressive du même débit de gaz.

Il est aussi possible de se fixer le débit de gaz et d'introduire très doucement le débit liquide correspondant. On aboutit aux mêmes résultats que précédemment, mais après un certain temps seulement de mise en équilibre.

Nous avons utilisé le premier processus d'introduction des phases, dans toutes les expériences qui vont suivre.

Cette introduction étant faite, le système gaz-liquide n'en est pas pour autant stabilisé. Il suffit, pour s'en rendre compte, de remarquer l'évolution de la perte de charge lue sur le manomètre. Il faut attendre plusieurs minutes, quelquefois près de dix minutes et même plus, pour constater la stabilisation. En règle générale, on peut dire qu'une colonne est plus vite stabilisée si elle fonctionne à co-courant qu'à contre-courant. Dans ce dernier cas, elle le sera d'autant moins que l'on approchera de l'engorgement.

La stabilisation étant obtenue, il est possible de mesurer la conductivité électrique apparente du garnissage irrigué, la perte de charge du gaz et la rétention de liquide, dont nous allons exposer maintenant les résultats expérimentaux.

Nous diviserons cette étude en deux parties, suivant qu'un ou deux fluides s'écoulent à travers le garnissage.

3 - ETUDE de L'ÉCOULEMENT d'un SEUL FLUIDE à TRAVERS le GARNISSAGE

Nous verrons successivement l'écoulement par gravité du liquide, puis l'écoulement forcé de l'air à travers le garnissage.

31 - Etude de l'écoulement par gravité du liquide : la rétention de liquide dans le garnissage

...

Lorsqu'un liquide s'écoule seul par gravité à travers un garnissage, la grandeur habituellement mesurée est la rétention.

Si V est le volume total de la colonne garnie, ϵ la porosité du garnissage et β le taux de rétention, la rétention de liquide sera le volume $V \cdot \epsilon \cdot \beta$, mesuré pour la première fois par PAYNE et DODGE (P1).

Selon la terminologie due à FENSKE, TONGBERG et QUIGGLE (F2), on a l'habitude de distinguer deux sortes de rétention :

a) *La rétention statique* localisée principalement aux points de contact entre les éléments du garnissage et dans les pores sans communication vers le bas. Ce liquide quasi immobile est à peu-près indépendant du débit d'arrosage (G1 - S9 - T3 - Y1 - S14).

b) *La rétention dynamique* constituée au contraire du liquide en mouvement dans le garnissage, dépend du débit d'arrosage.

311 - Etude bibliographique :

Nous ferons cette étude en voyant successivement les diverses techniques de mesure utilisées pour obtenir la rétention. Il y en a cinq principales :

a) *Par collection de liquide* : si on place sur les canalisations d'arrivée et de départ de liquide deux vannes à ouverture rapide et simultanée, la quantité d'eau recueillie dépend essentiellement du temps de collection. En effet, du liquide continue à s'écouler du garnissage, quoique de plus en plus lentement, plusieurs heures après la fermeture de l'alimentation (J1). Mais l'expérience montre que l'on peut, sans grande erreur, limiter le temps de collection à 15 minutes (E3) ou 10 minutes (J1). MAYO, HUNTER et NASH (M7) indiquent même une erreur au plus de 3 %, pour un temps de collection de 5 mn. On mesure ainsi la retenue dynamique du garnissage : (F4, P5, L4, H11, L8).

b) *Par pesée* de toute la section de la colonne contenant le garnissage ; l'appareil est suspendu à un plateau de balance, l'étan-

chéité au gaz étant assurée par des joints hydrauliques. En calculant le bilan des forces sur le garnissage, on montre que la lecture de la balance donne le poids du liquide contenu dans le garnissage à l'état stationnaire, plus la poussée du gaz (cette dernière étant calculable connaissant la différence des pressions entre le haut et le bas de la colonne). Cette technique, qui a été principalement utilisée par SHULMAN, ULRICH et WELLS (S9) et plus récemment par MORTON, KING et ATKINSON (M16), permet donc de mesurer à la fois la rétention statique et la rétention dynamique.

c) *Par mesure du volume non retenu* : la méthode consiste à faire s'écouler un volume connu de liquide en circuit fermé à travers la colonne. Sur ce circuit est intercalé un réservoir jaugé où l'on mesure en permanence la diminution de volume de liquide correspondant à celui qui est retenu dans le garnissage (J2).

d) *Par absorption* d'un rayonnement électromagnétique à travers la colonne, le garnissage étant constitué d'un matériau transparent et le liquide, étant au contraire, rendu opaque au rayonnement utilisé. Cette technique utilisée par EISENKLAM (E2), permet également de mesurer les rétentions statique et dynamique.

e) *Par mesure de la résistance électrique apparente du garnissage irrigué*, le liquide étant seul conducteur. Cette technique a été utilisée par CRIMLEY (G10) sur une colonne garnie d'anneaux Raschig. Deux couches d'anneaux métalliques sont disposées au sommet et en bas du garnissage, et la résistance électrique ainsi mesurée entre ces deux électrodes est proportionnelle à la section occupée par le liquide.

En fait, nous verrons dans le troisième chapitre, que cette technique peut apporter des informations plus riches et conduire à l'estimation de la tortuosité moyenne des filets liquides s'écoulant dans le garnissage et de leur degré d'interconnexion (P6).

312 - Resultats expérimentaux :

Nous examinerons successivement la rétention statique et la rétention dynamique.

3121 - La rétention statique :

Elle a été mesurée indépendamment par pesée, sur un élément de colonne de 50 cm de haut et de 10 cm de diamètre. On pèse l'élément de colonne contenant le garnissage sec. On le remplit ensuite de liquide, puis on le vide et on laisse égoutter un quart d'heure. On pèse à nouveau : l'augmentation de poids nous indique la retenue statique que nous avons exprimée en % du volume vide, soit β_s .

Les résultats obtenus, ainsi que ceux de quelques auteurs, sont portés dans le tableau I₃. Ils sont relatifs à divers garnissages, principalement d'anneaux Raschig et selles de Berl en verre pyrex, grès, graphite ou porcelaine.

Nous voyons que la rétention statique dépend de la nature du matériau constituant le garnissage, de sa forme, de sa dimension et de la nature de la phase liquide.

Il est intéressant de voir comment se présente cette rétention. Elle peut être soit sous la forme d'un film recouvrant la surface du garnissage, soit localisée aux points de contact entre les particules, soit encore un mélange de ces deux états. A cet effet, nous avons reporté dans le même tableau I₃ l'expression $\frac{\beta_s}{s_g} \cdot \frac{(1-\epsilon)}{\epsilon}$ qui représente l'épaisseur du film liquide si la rétention recouvrait uniformément la surface du garnissage sans mouiller la paroi de la colonne ou du récipient qui contient les particules.

Dans tous les cas, cette épaisseur est très grande et particulièrement lorsque le matériau est poreux comme le grès. En réalité, la surface de la paroi de la colonne est mouillée et l'épaisseur du film est plus faible, (elle diminuera de moitié au grand maximum). Néanmoins, sa

ATTENTION ATTENTION. LES DIVERS GARNISSAGES et LIQUIDES

Nature du garnissage	Nature du liquide	Porosité en %	k_s en %	$D_p = \frac{v}{s_g}$ en m	épaisseur de film en mm $\frac{\beta_s}{s} \cdot \frac{\epsilon}{1-\epsilon}$	Ref.
Anneaux Raschig en verre pyrex	eau	67	3,9	$4,41.10^{-3}$	5,9	nous mêmes
	eau	70	6,3	$2,75.10^{-3}$	6,8	"
	sol. d'isopropanol	67	4,1	$4,41.10^{-3}$	6,1	"
	sol. de saccharose	67	4,5	$4,41.10^{-3}$	6,7	"
Anneaux Raschig en verre pyrex siliconé	eau	67	3,5	$4,41.10^{-3}$	5,3	"
Anneaux Raschig en grès	eau	51	8,5	$3,9.10^{-3}$	5,7	"
	eau	63	7,5	$5,2.10^{-3}$	11,1	"
	eau	65,4	4,1	$7,27.10^{-3}$	9,5	M 18
	eau	71	4,2	$7,54.10^{-3}$	13	nous mêmes
Anneaux Raschig en graphite	eau	39	12,82	$5,71.10^{-3}$	7,8	"
Anneaux Raschig en porcelaine	eau	60,5	5,37	$17,75.10^{-3}$	2,5	S 9
	eau	72,6	2,06	$35,59.10^{-3}$	3,2	S 9
	eau	71,5	1,24	$53,1.10^{-3}$	2,8	S 9
Selles de Berl en grès	eau	43	10	$5,45.10^{-3}$	6,9	nous mêmes
billes de verre	eau	39	9,5	5.10^{-3}	5,6	"

valeur demeure beaucoup trop importante pour être vraisemblable.

Il faut donc admettre, comme on pouvait d'ailleurs le prévoir à priori, que la rétention statique est surtout localisée en domaines isolés aux points de contact des particules.

3122 - La rétention dynamique :

Pour la mesurer nous avons employé la technique de collection du liquide avec une attente de 10 mn. La quantité de liquide recueilli représente la retenue dynamique du garnissage augmentée d'un certain volume de liquide qui se trouvait dans les deux sections calmantes au moment de la fermeture des vannes. Pour connaître exactement cette quantité de liquide, nous l'avons mesurée sur une colonne annexe de même diamètre, sans garnissage, dont la hauteur est égale à celle des sections calmantes. Les résultats sont représentés sur la figure I₂. Pour chaque débit de liquide étudié, nous avons retranché la quantité de liquide indiquée sur la figure I₂ du volume recueilli, afin d'avoir très exactement la rétention dynamique du garnissage, dont les résultats sont indiqués sur la figure I₃.

Excepté pour le mélange eau et Teepol dont nous parlerons plus loin, les équations empiriques de ces diverses courbes sont de la forme :

$$\beta = a.L^b \quad (\text{voir tableau I}_4)$$

- où :
- a est une fonction du diamètre équivalent du garnissage et des propriétés physiques du liquide,
 - b est une fonction du type et de l'état de surface du garnissage.

Comparaison avec la littérature

En 1943, JESSER et ELGIN (J1) affirment que le coefficient b peut prendre des valeurs comprises entre 0,5 et 0,725 et qu'il est facile d'obtenir la rétention d'un liquide (d'indice 1) à partir de la rétention de l'eau (d'indice 0), par la relation :

$$\beta_1 = \beta_0 \left(\frac{\eta_1}{\eta_0} \right)^{0,1} \cdot \left(\frac{\rho_0}{\rho_1} \right)^{0,78} \cdot \left(\frac{\sigma_0}{\sigma_1} \right)^n$$

fig. I 2



β en %



5

10

15

20

L kg. m². s⁻¹

n'étant fonction du débit liquide variant de 0,42 pour $L = 5,42 \text{ Kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$
à $n = 0,12$ pour $L = 32,5 \text{ Kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$.

T A B L E A U I₄

EQUATIONS EMPIRIQUES RELIANT le TAUX de
RETENTION DYNAMIQUE β AVEC le DEBIT LIQUIDE

Garnissage	liquide	réten- tion dynamique L en $\text{Kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$
Anneaux Raschig en verre pyrex	eau	$\beta = 3,675.10^{-2} . L^{0,674}$
	eau isopropanol	$\beta = 4,218.10^{-2} . L^{0,679}$
	eau saccharose	$\beta = 7,459.10^{-2} . L^{0,667}$
Anneaux Raschig en verre pyrex siliconé	eau	$\beta = 2,084.10^{-2} . L^{0,807}$
Anneaux Raschig graphite	eau	$\beta = 9,908.10^{-2} . L^{0,644}$
Selles de Berl en grès	eau	$\beta = 7,281.10^{-2} . L^{0,591}$

A l'aide de nombreux résultats antérieurs, LEVA (L9) propose pour les anneaux Raschig un coefficient $a = 0,65$ et pour les selles de Berl $a = 0,55$, soit en moyenne pour l'ensemble des deux garnissages :

$$\beta = 23,22.10^{-4} \left(\frac{L}{D_p} \right)^{0,6}$$

D_p étant le diamètre équivalent du garnissage.

En 1953, une formule plus précise a été présentée par OTAKE

...

et OKADA (02) valable pour des sphères, anneaux Raschig et selles de Berl.

$$\beta = 1,295 \left(\frac{d \cdot L}{\eta_L} \right)^{0,676} \cdot \left(\frac{d^3 \cdot g \cdot \rho_L^2}{\eta_L^2} \right)^{-0,44} \cdot s_g (1-\epsilon) \cdot d$$

d étant le diamètre nominal du garnissage.

En 1955, SHULMAN, ULRICH, WELLS et PROULX (S10) proposent, pour des anneaux Raschig et selles de Berl de 25 mm, une relation qui, convertie en unités métriques devient :

$$\beta = \frac{a}{\epsilon} \cdot L^{0,57} \cdot \eta_L^b \cdot \left(\frac{1}{\rho_L} \right)^{0,84} \cdot \left(\frac{\sigma}{73} \right)^{c-0,262} \cdot \log L$$

où η_L est exprimée en centipoises, ρ_L en g/cm³, et σ en dynes/cm et où les constantes a, b et c sont données dans le tableau I₅.

T A B L E A U I₅

CONSTANTES DE L'EQUATION de SHULMAN et COLLABORATEURS (S10)

	Anneaux Raschig 25,4 mm		Selles de Berl 25,4 mm	
Viscosité	$\eta_L < 12$ cp	$\eta_L > 12$ cp	$\eta_L < 20$ cp	$\eta_L > 20$ cp
a	0,0168	0,0108	0,0185	0,0108
b	0,13	0,31	0,13	0,31
c	0,174	0,174	0,282	0,282

Afin de tester ces diverses formules et les comparer avec les nôtres (voir tableau I₄), nous donnons, dans le tableau I₆ l'ensemble de ces formules calculées à partir des divers garnissages et liquides que nous avons utilisés.

La formule de LEVA est manifestement incomplète. Celle de

SHULMAN, ULRICH et PROULX donne des valeurs du taux de rétention trop faibles. On peut attribuer cette divergence au fait qu'elle a été établie pour des particules de 25,4 mm de diamètre nominal alors que nos garnissages ont un diamètre de l'ordre de 10 mm. Il est donc normal que nos résultats soient supérieurs.

C'est la formule d'OTAKE et OKADA qui donne les meilleures prévisions, malgré de petites divergences dans le cas du liquide à forte viscosité d'une part et des anneaux Raschig en graphite d'autre part.

Il reste deux cas où les divergences sont très grandes : celui où le liquide employé est un mélange d'eau et de Teepol, et celui où le garnissage est hydrofuge. Examinons successivement ces deux cas :

- Le liquide est un mélange d'eau et de Teepol

La tension superficielle correspondante est de l'ordre de 30 dynes/cm. Jusqu'à un débit liquide de $3,5 \text{ Kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$, la rétention est la même que pour l'eau pure (figure I₃). A partir de $3,5 \text{ Kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$, il se produit une rapide augmentation de β , tandis qu'un important moussage, avec entraînement d'air et dépression, prend place dans la colonne. Ce même phénomène a été observé par JESSER et ELGIN (J1) avec un mélange eau + tergitol. C'est à partir des résultats obtenus sur un tel mélange que ces auteurs ont établi leur formule donnée précédemment et qui ne rend pas correctement compte de nos résultats expérimentaux.

En ajoutant un agent anti-moussant, si le débit est supérieur à $3,5 \text{ Kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$, le taux de rétention redevient égal à celui de l'eau pure. Nous vérifions ainsi le fait que cette rapide augmentation de la rétention n'est pas spécifiquement due à la tension superficielle, car il se serait produit le même phénomène pour le mélange eau + isopropanol. C'est vers les propriétés moussantes du mélange eau + Teepol qu'il faut en rechercher les causes.

- Le garnissage est hydrofuge

Dans ce cas, aucune des formules ne rend correctement compte de nos résultats. Ceux-ci se caractérisent par la valeur élevée de l'exposant b,

...

T A B L E A U I₆

EQUATIONS EMPIRIQUES RELIANT LA RETENTION DYNAMIQUE

AVEC LE DEBIT LIQUIDE SUIVANT DIVERS AUTEURS.

Garnissage	liquide	équation	référence
Anneaux Raschig en verre Pyrex non siliconé	eau	$6.10^{-2}.L^{0,6}$	L9
		$3,45.10^{-2}.L^{0,676}$	O2
		$2,5.10^{-2}.L^{0,57}$	S10
		$6,8.10^{-2}.L^{0,7}$	L8
	eau + isopropanol	$4,9.10^{-2}.L^{0,676}$	O2
		$2,95.10^{-2}.L^{0,57}$	S10
		$6,73.10^{-2}.L^{0,674}$	J1
	eau + saccharose	$6,3.10^{-2}.L^{0,676}$	O2
		$4,36.10^{-2}.L^{0,57}$	S10
		$4,7.10^{-2}.L^{0,674}$	J1
Anneaux Raschig en graphite	eau	$8,5.10^{-2}.L^{0,676}$	O2
		$4,3.10^{-2}.L^{0,57}$	S10
Selles de Berl en grès	eau	$6,97.10^{-2}.L^{0,676}$	O2
		$4,3.10^{-2}.L^{0,57}$	O2
A.R. verre Pyrex siliconé	eau	$2,6.10^{-2}.L^{0,57}$	S10
		$4.10^{-2}.L^{0,676}$	O2
A.R. verre Pyrex	eau + Teepol	$2,2.10^{-2}.L^{0,57}$	S10
		$4,2.10^{-2}.L^{0,676}$	J1
		$3,45.10^{-2}.L^{0,57}$	O2

égal à 0,807. Un résultat tout-à-fait analogue a été obtenu par GARDNER (G1) avec un écoulement d'eau à travers un lit de coke siliconé. Il trouve un exposant égal à 0,8. WARNER (W1) étudiant un écoulement de mercure dans un

...

lit d'anneaux Raschig métalliques, trouve cet exposant proche de 1.

- Conclusion

Dans le cas d'un liquide mouillant s'écoulant à travers un garnissage avec un débit suffisant, on admettait généralement que le taux de rétention β variait à la puissance 0,5 - 0,7 du débit liquide (J1, F4, L8, N5, M15, M16, V1). Mais il n'en est pas toujours ainsi, comme nous venons de le voir.

On peut essayer de justifier la variation de β avec la puissance 0,5 - 0,7 du débit liquide :

- Supposons que le liquide s'écoule uniquement sous forme d'un film recouvrant une fraction constante de la surface du garnissage : l'épaisseur du film varie comme la puissance 1/3 du débit (voir théorie de NUSSELT). Il en serait notamment ainsi pour des débits inférieurs à $0,35 \text{ Kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ (G10).

- Supposons au contraire que le liquide s'écoule uniquement sous forme de filets tous identiques, tombant à une vitesse donnée dans certains pores du garnissage : dans ce cas, β est proportionnel à L.

L'écoulement réel est donc compris entre ces deux cas extrêmes (puissance 0,33 et puissance 1).

32 - Etude de l'écoulement forcé de l'air à travers le garnissage : perte de charge

Lorsqu'un gaz est forcé de s'écouler à travers un garnissage sec, on mesure habituellement sa perte de charge et son débit.

De très nombreuses relations ont été proposées pour relier ces deux grandeurs (voir annexe I2).

La formule la plus connue et aussi la plus utilisée en génie chimique est celle d'ERGUN (E4).

LA FORMULE D'ERGUN :

$$\frac{\Delta P}{L} = h_K \cdot s_g^2 \cdot \eta \cdot u_m \cdot \frac{(1-\epsilon)^2}{\epsilon^3} + h_B \cdot s_g \cdot \rho \cdot u_m^2 \cdot \frac{(1-\epsilon)}{\epsilon^3}$$

où

h_K est la constante de KOZENY : $h_K = 4,5 \pm 0,5$

et h_B est la constante de BURKE-PLUMMER : $h_B \approx 0,30$

Les coefficients numériques ont été obtenus à partir d'expériences sur des empilages d'objets convexes (sphères, cylindres, cubes, matériaux broyés, selles de Berl, etc...). L'expérience montre que l'équation d'ERGUN ne s'applique pas aux empilages de solides possédant un trou comme des anneaux Raschig. Malgré quelques tentatives plus récentes (B11, C11), il ne semble pas qu'il soit possible de prévoir avec précision la valeur des coefficients h_K et h_B pour un lit d'anneaux Raschig. Le plus simple est encore de les déterminer expérimentalement.

LES COEFFICIENTS h_K et h_B MESURES :

En reportant graphiquement le rapport $\frac{\Delta H}{\Delta Z \cdot u_m}$ en fonction du débit G de gaz, les points se placent sur une droite (fig. I₄) dont la pente et l'ordonnée à l'origine permettent respectivement de connaître les coefficients h_K et h_B , connaissant les propriétés physiques du fluide, la porosité ϵ et la surface spécifique s_g du garnissage.

Pour notre garnissage d'anneaux Raschig, les coefficients ainsi déterminés sont dans le tableau I₇.

Nous utiliserons ultérieurement l'équation d'ERGUN avec ces coefficients pour le calcul du taux d'interaction entre phases dans un écoulement gaz-liquide.

AUTRES REFERENCES SUR LES ETUDES DE PERTE DE CHARGE D'UN FLUIDE DANS UN MILIEU POREUX :

A1- B5, 7, 9, 10, 16, 17, 18- C2, 3, 8, 10- D1, 2, 6, 8, 9, F1, 4- H1, 2, 3, 7- K4- L3, 12, 13- M1, 4, 10, 13, 16- P4- R2, 5- S7, 12,

fig. 14

$$\Delta \frac{\Delta H}{\Delta Z} \cdot 10^2$$

PERTE de CHARGE dans un GARNISSAGE SEC

- Anneaux Raschig en graphite
- × Anneaux Raschig en verre Pyrex : $\xi = 0,67$
- Anneaux Raschig en verre Pyrex : $\xi = 0,64$

75

50

25

0,5

1

1,5

2

G kg.m².s⁻¹



13, 15, 16, T1, 2, U1, W2, 3, 4.

T A B L E A U I₇

COEFFICIENTS EXPERIMENTAUX h_K
et h_B de la FORMULE D'ERGUN

Garnissage	h_K	h_B
A.R. en verre Pyrex $\epsilon = 0,67$	11,3	0,555
A.R. en verre Pyrex $\epsilon = 0,64$	11,9	0,58

4 - ETUDE D'UN ECOULEMENT DIPHASIQUE GAZ-LIQUIDE à TRAVERS
le GARNISSAGE

De nombreuses opérations industrielles nécessitent l'emploi de colonnes à garnissage où sont mises en contact deux phases, l'une liquide, l'autre gazeuse, entre lesquelles s'effectue un transfert de matière, chaleur et quantité de mouvement. Ce dernier est meilleur si les deux phases s'écoulent à contre-courant. Mais la mauvaise distribution du liquide, l'existence de chemins préférentiels, diminuent beaucoup l'efficacité de ce transfert (L6). L'écoulement à contre-courant est limité par le phénomène d'engorgement.

Mais depuis peu, on commence à s'intéresser à l'écoulement à co-courant qui n'a aucune limite quant aux débits relatifs des deux phases.

C'est pourquoi nous présentons maintenant une étude de l'écoulement à contre et co-courant gaz-liquide.

41 - Etude de l'écoulement gaz-liquide à contre-courant

Après une étude bibliographique, nous verrons comment varient les deux grandeurs mesurées, perte de charge du gaz et rétention du liquide en fonction des débits de gaz et de liquide. Nous terminerons par l'étude de l'engorgement.

411 - Etude Bibliographique

Les premiers travaux sur les écoulements diphasiques à travers des milieux poreux ont été exécutés sur des roches et sables naturels, en vue d'applications géologiques. Ainsi, en agriculture, l'espace poreux est partagé entre l'eau et l'air. Dans la production du pétrole, l'eau est souvent injectée dans des couches poreuses imprégnées d'huile pour déplacer celle-ci, ou à la fois l'eau et l'huile peuvent être présentes naturellement, de sorte que l'on doit considérer le mouvement commun de l'eau et de l'huile. Quelquefois, il est également nécessaire de considérer le mouvement simultané de l'huile, de l'eau et d'un gaz tel que l'air ou un gaz naturel.

Les études correspondantes ont consisté à apprécier la perméabilité relative du milieu poreux pour chacune des phases, celles-ci s'écoulant en régime laminaire uniquement, en fonction de la saturation en une phase (la phase mouillante généralement), (D5, W5, H4, L5, L10, R1, W6, C2).

Dans le cas des colonnes à garnissage, l'étude se complique, car l'écoulement n'y est presque jamais laminaire. Au lieu de considérer comme précédemment, l'écoulement de chaque phase dans un espace réduit par la présence de l'autre, on a préféré jusqu'à présent se limiter à voir l'influence de chacune des phases sur la perte de charge et la rétention. Si, pour les pertes de charge dans les garnissages secs, un certain nombre de formules ont été proposées, on est frappé par l'absence de travail analogue dans les garnissages arrosés. Les résultats expérimentaux sont présentés sous la forme de tableaux, de courbes ou d'équations empiriques.

...

Ainsi, on a l'habitude de représenter la variation de la perte de charge $\frac{\Delta H}{\Delta Z}$ en fonction du débit de gaz à débit liquide constant, dans un système de coordonnées logarithmiques. On obtient alors le schéma simplifié de la figure I₅, où est reportée également la rétention correspondante.

Nous distinguerons deux zones séparées par le point de charge :

4111 - La zone en-dessous du point de charge :

Elle est caractérisée pour un débit liquide donné, par la constance du taux de rétention.

Quand le débit L augmente à partir de zéro, la variation de la perte de charge avec le débit de gaz est d'abord représentée par une droite de pente constante, soit :

$$\frac{\Delta H}{\Delta Z} = k \cdot u_m^n \quad 1,8 < n < 2$$

FURNAS et BELLINGER (F4) recommandent une valeur de n égale à 1,9, k étant fonction du débit d'eau.

Si $8,1 < L < 13,5 \text{ Kg.m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$:

pour des anneaux Raschig de 9,6 mm : $k = 0,102 + 0,079 L$

pour des anneaux Raschig de 25,4 mm : $k = 0,03 + 0,356 L$

pour des selles de Berl de 25,4 mm : $k = 0,015 + 0,083 L$

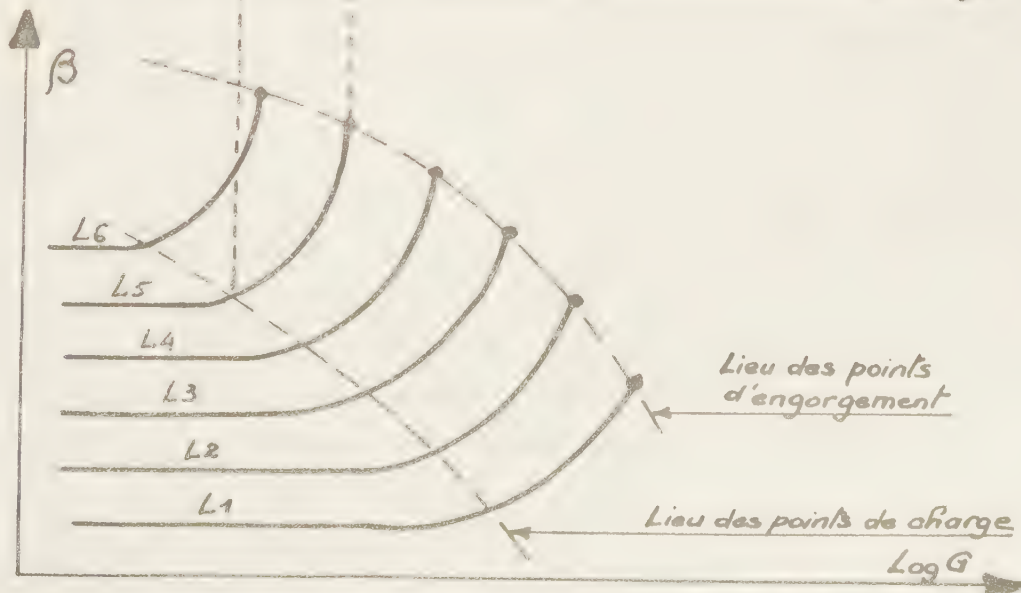
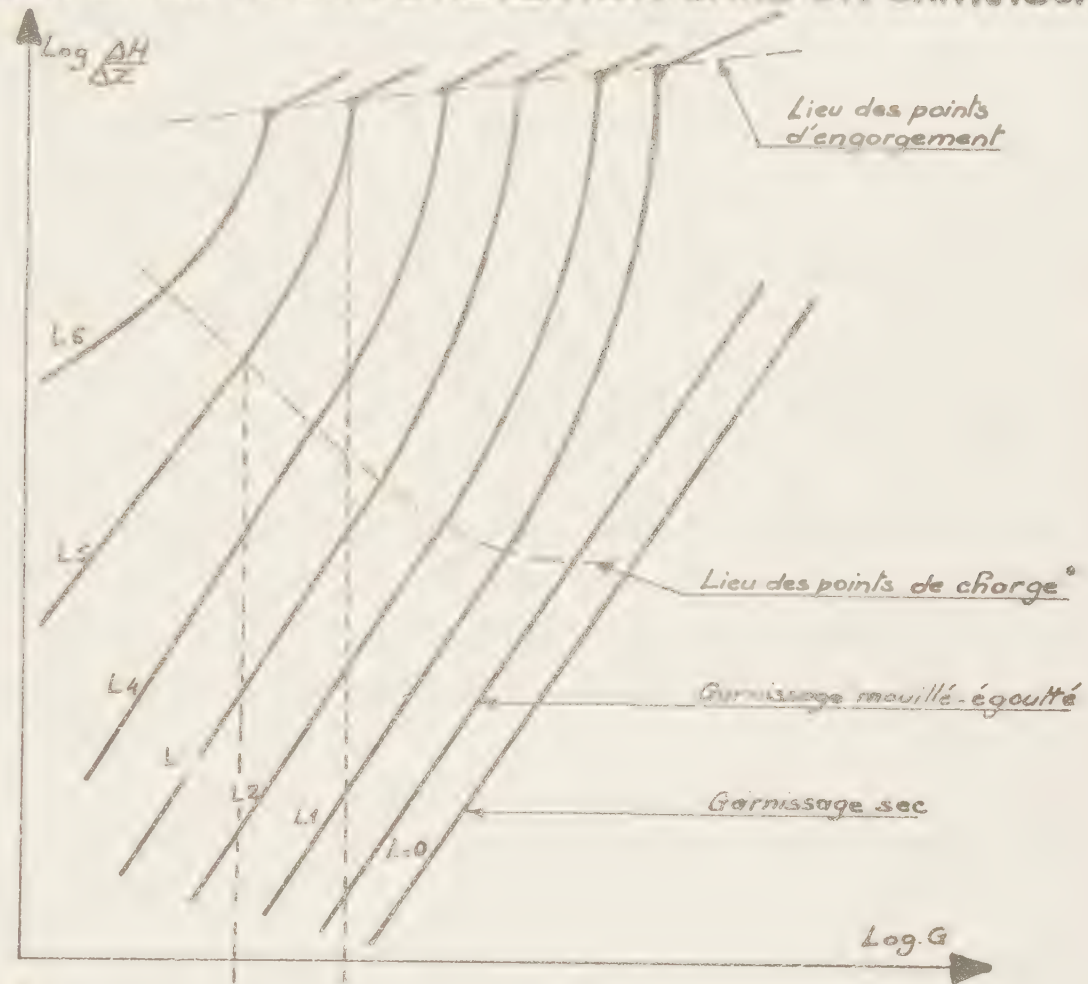
Lorsque le débit d'eau dépasse $20 \text{ Kg.m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, une corrélation simple comme la précédente ne convient plus et l'exposant n varie avec le débit liquide.

LESPINASSE (L8) corrèle d'une manière satisfaisante ses résultats pour des anneaux Raschig de 10 mm et le système air-eau, par l'équation suivante :

$$\frac{\Delta H}{\Delta Z} = (0,26 + 1,63 \cdot 10^{-2} \cdot L^2) G^{2,1}$$

Fig. I 5

REPRESENTATION SCHEMATIQUE DE LA PERTE DE CHARGE ET DU TAUX DE RETENTION DANS UN GARNISSAGE



pour $2,04 \text{ Kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1} < L < 10 \text{ Kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$

LEVA (L9) propose une forme exponentielle valable pour des anneaux Raschig et selles de Berl :

$$\frac{\Delta H}{\Delta L} = a \cdot \rho_G \cdot u_m^2 \cdot 10^{bL}$$

où a et b sont des caractéristiques du garnissage.

Pour des anneaux Raschig de 9,6 mm, les plus proches de notre garnissage, l'auteur propose $a = 0,263$ et $b = 0,084$.

La perte de charge, en fonction de la vitesse du gaz, est donnée sous forme de diagramme dans l'ouvrage de PERRY (P2) et MORRIS et JACKSON (M14).

SCHOENBORN et DOUGHERTY (S6) étudiant un système air-huile, (l'huile utilisée ayant une viscosité comprise entre 10 et 38 centistokes) montrent que la perte de charge augmente avec la viscosité.

Pour des garnissages sous forme de grille, l'exposant n est trouvé égal à 1,8 (M12 - N4).

En fait, si on compare ces différents résultats, on y constate une grande dispersion (figures n° 10, 11, 12, 13, 14, 15 et 16 de l'ouvrage de LEVA -L9-).

Cette dispersion semble être due à l'existence de chemins préférentiels très stables de liquide et évidemment différents d'un garnissage à l'autre (L6).

Remarque

Certains auteurs ont essayé de rendre compte des résultats de perte de charge dans un garnissage irrigué à l'aide d'une formule du type ERGUN, en y remplaçant la porosité ϵ par la fraction de volume $\epsilon(1-\beta)$ qui reste libre pour le passage du gaz. Mais cette interprétation, qui signifierait que le liquide n'agit que par son seul encombrement en volume, n'est vérifiée que pour de très faibles débits de gaz.

4112 - La zone au-dessus du point de charge :

Si l'on se reporte à nouveau au diagramme simplifié de la figure I₅, on voit qu'à partir d'un certain point, appelé point de charge, la rétention commence à augmenter avec G et $\frac{\Delta H}{\Delta Z}$ croît approximativement comme G³ ou G⁴. L'engorgement du garnissage apparaît à peu près quand la courbe $\frac{\Delta H}{\Delta Z}$ vs G tend vers une verticale.

L'engorgement d'une colonne à garnissage est une condition de fonctionnement qu'il est important de connaître, car il fixe le débit maximal de gaz à travers le lit.

L'engorgement d'un garnissage peut être défini de deux manières :

graphiquement, comme étant le point à partir duquel, en coordonnées logarithmiques la courbe $\frac{\Delta H}{\Delta Z}$ en fonction du débit de gaz devient presque verticale,

visuellement, par examen du garnissage en fonctionnement au sommet duquel se forme une couche de liquide écumeuse.

Les débits de gaz correspondant à ces deux définitions diffèrent de moins de 15 % (S2 - R6).

De nombreuses corrélations empiriques entre les débits L et G à l'engorgement ont été présentées dans la littérature (P3- W3- K1- S11- S3- C6- E1- S4- G4- D3- B1- B3- H8).

Les plus connues sont celles de SHERWOOD, SHIPLEY et HOLLOWAY en 1933 (C6), et les formes améliorées, telles que celles présentées plus tard par LOBO, FRIEND, HASHMALL et ZENZ (L14), ZENZ (Z1), LEVA (L9), SAKIADIS et JOHNSON (S1). Ces corrélations s'expriment sous la forme d'une courbe unique pour de très nombreux garnissages dans la représentation de $G^2.Y$ en fonction de $\frac{L}{G}.X$ ou Y et X sont des fonctions déterminées de ρ_L , ρ_G , η_L , ϵ et s_g .

Ainsi LEVA propose :

$$Y = \frac{s_g(1-\epsilon)}{\rho_L \cdot \rho_G \cdot \epsilon^3} \cdot \left(\frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^2 \cdot \left(\frac{\eta_L}{\eta_G} \right)^{0,2}$$

et

$$\lambda = \sqrt{\frac{2}{\rho_L}}$$

Cette corrélation fut récemment vérifiée par LESPINASSE (L8).

De leur côté, SAKIADIS et JOHNSON recommandent :

$$1 + 0,835 \cdot \left(\frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{1/4} \cdot \left(\frac{U_L}{U_G} \right)^{1/2} = C_P \left[\frac{U_G^2 \cdot s_g \cdot (1-\epsilon)}{g \cdot \epsilon^3} \cdot \frac{\rho_L}{\Delta \rho} \cdot \eta_L^{1/4} \right]^{-1/4}$$

avec $\Delta \rho = \rho_L - \rho_G$

Cette équation peut être mise sous la même forme que celle proposée par ELGIN et WEISS (E3) :

$$U_L^{1/2} + \frac{1}{0,835} \left(\frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^{1/4} \cdot U_G^{1/2} = \frac{C_P}{0,835} \left[\frac{g \cdot \epsilon^3}{s_g (1-\epsilon) \cdot \eta_L^{1/4}} \cdot \frac{\Delta \rho}{\rho_L} \right]^{1/4}$$

Pour des anneaux Raschig, C_P prend la valeur :

$$C_P = \frac{0,87 \cdot \epsilon^{0,0068}}{[s_g (1-\epsilon)]^{0,043} \cdot \sigma_L^{1/16}}$$

Récemment, ZENZ et ECKERT (Z3) ont proposé une nouvelle forme plus pratique de la corrélation de LOBO et Coll. - Elle consiste à porter :

$$U_L \cdot \sqrt{\frac{s_g (1-\epsilon) \cdot \eta_L^{0,2}}{\epsilon^3}} \quad \text{en fonction de} \quad \frac{U_G}{\sqrt{\rho_L \cdot \rho_G}} \sqrt{\frac{s_g (1-\epsilon) \cdot \eta_L^{0,2}}{\epsilon^3}}$$

De nombreux auteurs ont essayé de retrouver théoriquement la relation entre les débits L et G correspondant à l'engorgement. Par exemple, BERTETTI (B6) postule que l'engorgement a lieu quand la perte de charge totale du gaz et du liquide (exprimée en hauteur de liquide) est égale à la hauteur du garnissage. Récemment, MINARD et WINNING (M9)

affirment que l'engorgement apparaît lorsque la perte de charge a une valeur $\frac{\Delta H}{\Delta Z}$ donnée par la relation suivante :

$$\frac{\Delta H}{\Delta Z} \cdot \frac{1}{\rho_L \cdot d \cdot \epsilon} \cdot \left(\frac{d}{sg}\right)^{1/3} \cdot \eta_L^{0,1} = 0,292 \cdot 10^{-3}$$

LERNER et GROVE (L7) partent des conditions de formation des vagues quand un gaz et un liquide s'écoulent à des vitesses différentes dans un tuyau. Ces auteurs, ainsi que HODKINS et DAVIDSON (H10) supposent que le point de charge correspond à un début d'apparition des vagues, et que l'engorgement est atteint quand les vagues occupent tout le volume poreux. Cette dernière théorie semble en accord avec les résultats expérimentaux obtenus sur un lit de sphères.

Récemment, MORTON, KING et ATKINSON (M17) montrent qu'à partir du point de charge il y a entraînement de liquide par le gaz, ce qui modifie la masse volumique de ce dernier et provoque une rapide augmentation de la perte de charge. Celle-ci doit alors être calculée en remplaçant la masse volumique ρ_G du gaz par ρ'_G telle que :

$$(\rho'_G - \rho_G) \left(\frac{\rho_G}{\rho_{air}} \right) = 0,05 \left(\frac{u_{mG}}{U_G} \right)^{5,54}$$

U_G étant la vitesse à l'engorgement.

Quant au point de charge, on l'a souvent confondu avec le point d'engorgement. Il a fait l'objet d'études particulières de la part de certains auteurs (G2 - O1). Néanmoins, selon d'autres, on ne peut guère parler de point de charge, mais plutôt d'une zone de charge (E3 - Z2) ce qui est également notre avis.

412 - Résultats expérimentaux

Nous avons effectué simultanément des mesures de perte de charge et de rétention pour divers débits de liquide et de gaz jusqu'à l'engorgement. Les conditions expérimentales sont les suivantes :

- garnissage : anneaux Raschig en verre pyrex de porosité $\epsilon = 0,67$

- liquide : nous avons utilisé les liquides suivants, dont nous avons déjà parlé (voir tableau I₂) :

- . eau
- . solution aqueuse d'isopropanol
- . solution aqueuse de saccharose
- . eau + Teapol

Leurs débits varient généralement de 1 à 17 Kg.m⁻².s⁻¹, sauf pour le système eau + Teapol-air, où le phénomène de moussage déjà signalé empêche toute mesure au-delà de L = 3,5 Kg.m⁻².s⁻¹.

- gaz : dans tous les cas, l'air constitue la phase gazeuse. Son débit varie de 0 à l'engorgement.

Les courbes donnant le taux de rétention β et la perte de charge $\frac{\Delta H}{L}$ en fonction de G à L constant, étant très semblables pour chacun des systèmes étudiés, nous ne présentons ici, à titre d'exemple, que les courbes relatives au système eau-air (fig. I₆ et I₇). L'ensemble des autres courbes est présenté en annexe (fig. AI₅ à AI₁₀).

413 - Comparaison avec la littérature

Nous distinguerons de nouveau la zone en-dessous et au-dessus du point de charge.

4131 - La zone en-dessous du point de charge :

Comme prévu, la rétention demeure constante, indépendante du débit de gaz. La perte de charge, pour un débit liquide donné, varie avec le débit de gaz suivant une expression de la forme : $\frac{\Delta H}{\Delta Z} = K.G^{1,88}$ où K est une fonction du débit liquide. Ce n'est ni une fonction linéaire ni quadratique, mais une fonction exponentielle, comme le propose LEVA (L9). Son expression, pour chacun des systèmes étudiés, est la suivante :

fig. I 6

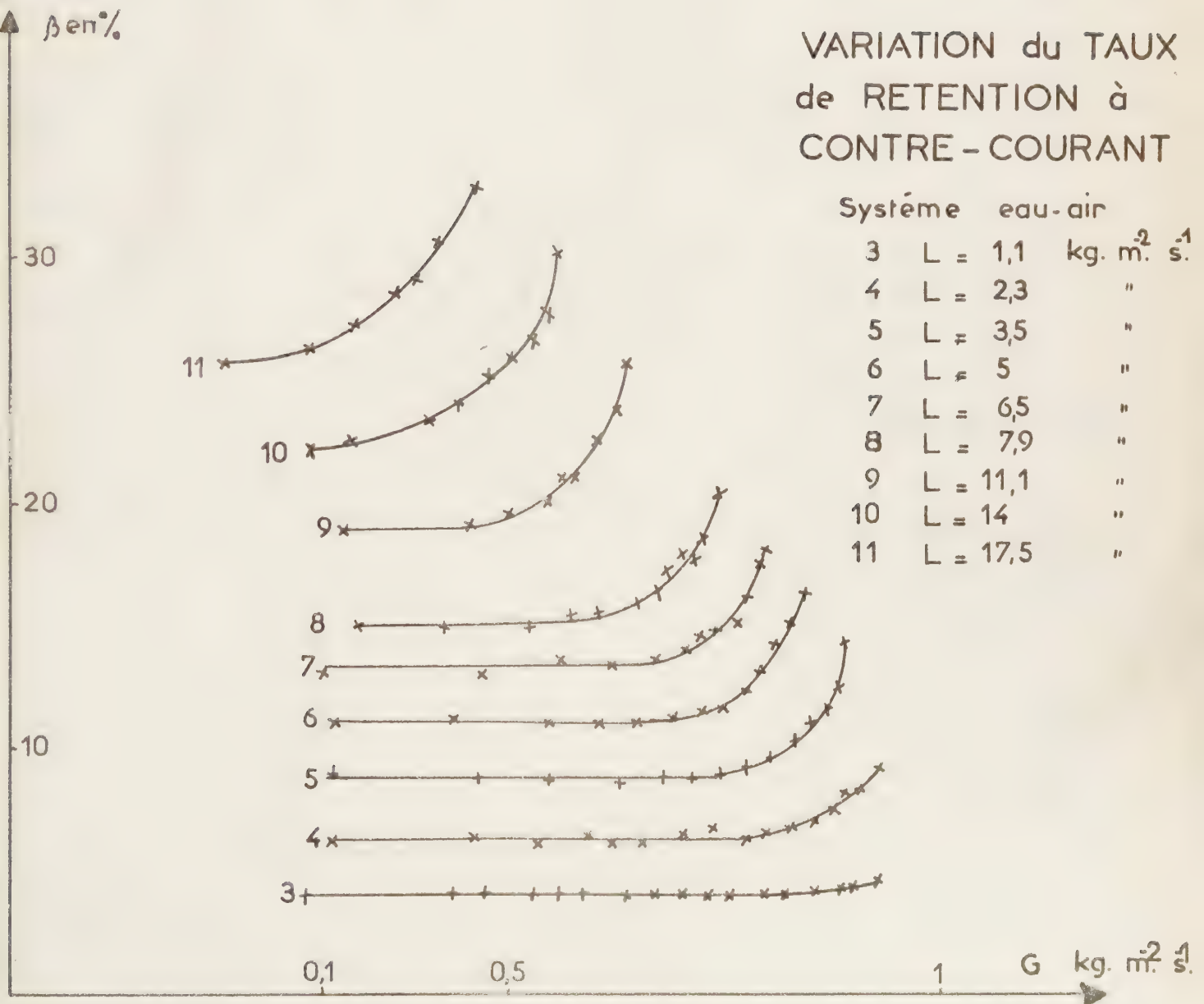
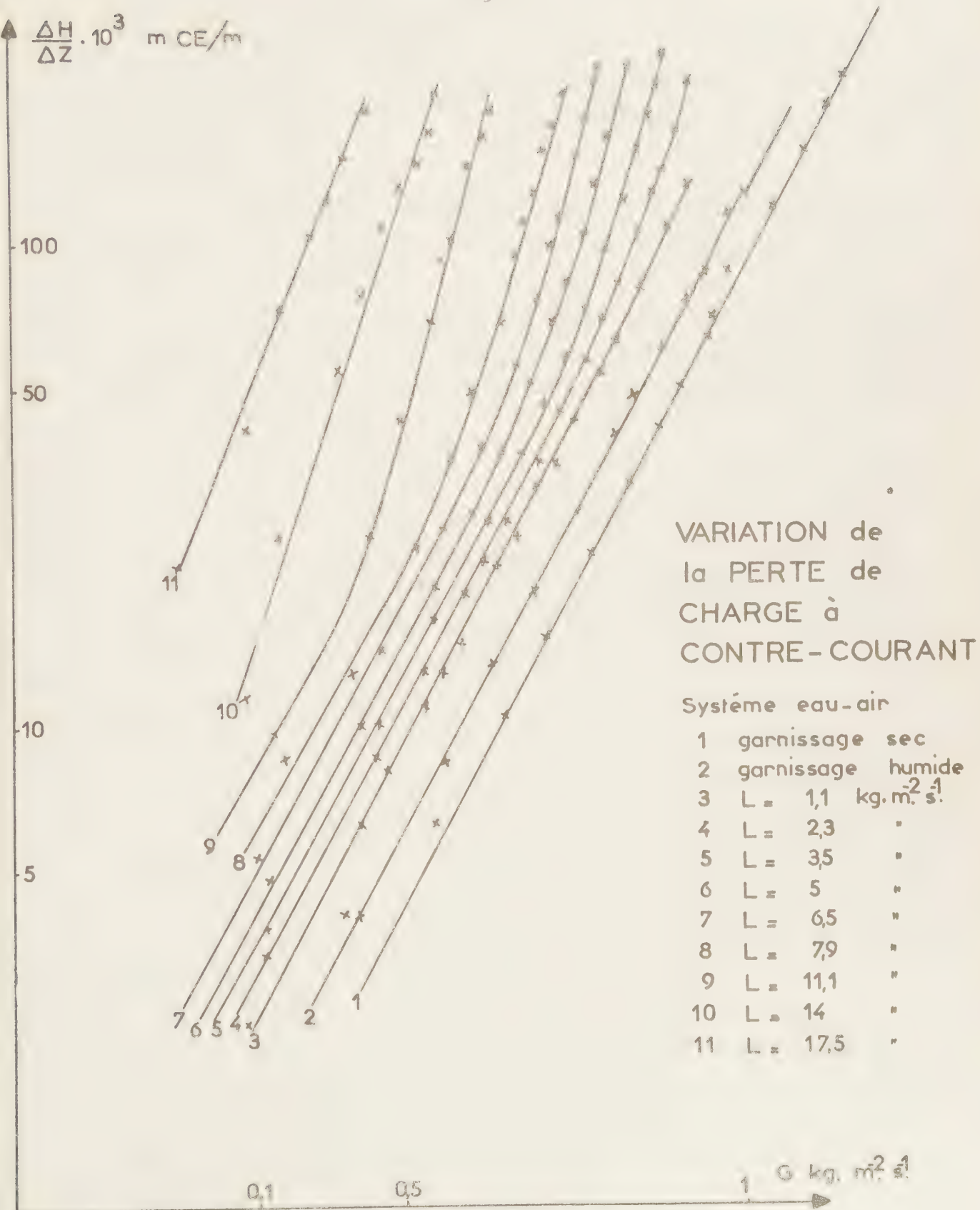


fig. I 7



$K = 0,186 \cdot 10^{0,050 \cdot L}$	eau-air	$1 < L < 11 \text{ Kg.m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$
$K = 0,153 \cdot 10^{0,061 \cdot L}$	sol.isopropanol-air	$1 < L < 10,5 \text{ Kg.m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$
$K = 0,166 \cdot 10^{0,149 \cdot L}$	sol.saccharose-air	$1 < L < 4,4 \text{ Kg.m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$

REMARQUES

D'après ces résultats, les coefficients a et b de l'équation de LEVA ne sont pas constants pour un garnissage donné, mais varient avec les systèmes gaz-liquide.

L'expression obtenue pour $L = 0$ ne correspond pas au garnissage sec. Elle donne des valeurs légèrement plus fortes que celles obtenues avec le garnissage mouillé-égoutté, ce qui doit correspondre à l'effet du mouvement du liquide.

4132 - La zone au-dessus du point de charge

Elle est caractérisée par l'augmentation de la rétention et de l'exposant de G dans l'équation précédente. Cette zone est limitée par l'engorgement qui, pour un système donné, apparaît, pour une valeur à peu près constante de la perte de charge.

$200 - 250 \cdot 10^{-3}$	m C.E./m	pour le système eau-air
$150 - 250 \cdot 10^{-3}$	m C.E./m	pour le système sol.isopropanol-air
$\approx 320 \cdot 10^{-3}$	m C.E./m	pour le système sol.saccharose-air.

L'équation de MINARD et WINNING, vérifie correctement ces résultats pour les systèmes eau-air et sol.isopropanol-air avec les valeurs respectives de $200 \cdot 10^{-3}$ et $150 \cdot 10^{-3}$ m C.E./m.

Par contre, la vérification est très mauvaise pour le système sol.saccharose-air avec la valeur de $170 \cdot 10^{-3}$ m C.E./m.

Les débits maximums à l'engorgement sont reportés sur la fig. I₈ en utilisant les coordonnées maximums définies par ZENZ et ECKERT (Z3). Sur cette même figure, nous avons tracé les courbes de ZENZ, de LOBO et Coll. et de SHERWOOD. C'est manifestement la courbe de ZENZ qui rend le mieux compte de nos résultats. Ceux-ci s'en écartent quelque peu pour les

bits liquides élevés. Cependant, si l'on considère que les courbes précédentes sont en fait des courbes moyennes, nous pouvons admettre les valeurs des débits observés à l'engorgement visuel comme en bon accord avec cet auteur.

421 - Etude de l'écoulement diphasique à co-courant

De très nombreuses recherches ont été consacrées ces dernières années à l'étude de l'écoulement diphasique gaz-liquide à co-courant. Dans leur très grande majorité, les écoulements ont lieu dans des tubes vides. Extrêmement peu de publications se rapportent aux garnissages.

Nous donnerons ici seulement un résumé des principaux travaux relatifs aux tubes vides. Un examen plus approfondi de cette question est présenté en annexe I-3.

Après l'étude bibliographique sur les écoulements à co-courant dans les garnissages, nous présenterons nos résultats avant d'en formuler une nouvelle interprétation.

421 - Etude bibliographique

4211 - Ecoulement diphasique à co-courant dans un tube

L'étude est très complexe, car non seulement chacune des phases peut s'écouler en régime laminaire ou turbulent, mais suivant leurs débits relatifs, il peut y avoir différents types d'écoulement, dont les principaux sont :

- l'écoulement dispersé
- l'écoulement annulaire
- l'écoulement par piston
- l'écoulement en brouillard

$$\frac{L}{\rho_L} \cdot \sqrt{\frac{s_g(1-\varepsilon)m_L^{0.2}}{\varepsilon^3}}$$

fig. 18

DEBITS MAXIMAUX à l'ENGORGEMENT

— courbe de ZENZ & ECKERT
- - courbe de LOBO & coll
- - - courbe de SHERWOOD & coll

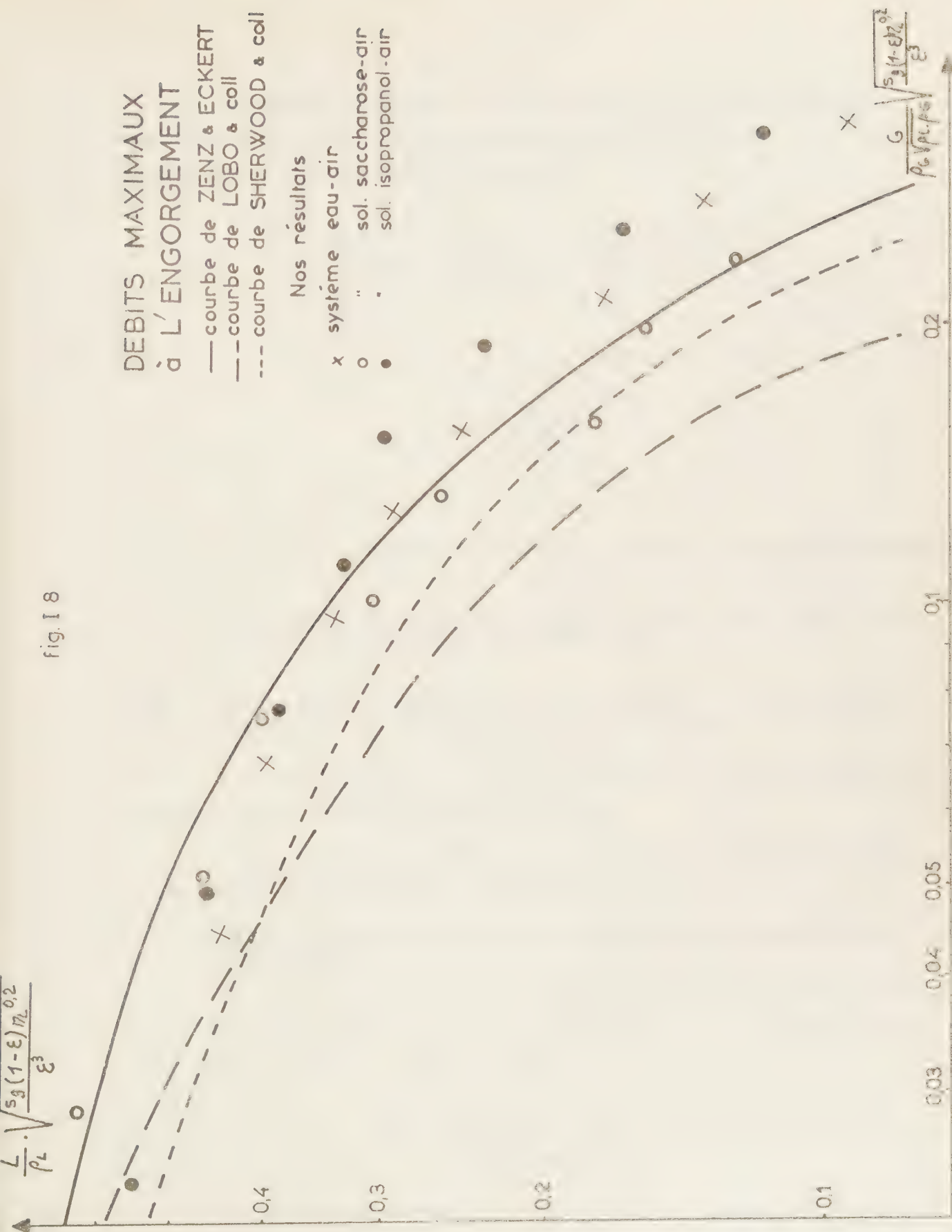
Nos résultats

x système eau-air

o sol. saccharose-air

• sol. isopropanol-air

$$\frac{G}{\rho_G \sqrt{\mu_L \mu_S}} \sqrt{\frac{s_g(1-\varepsilon)m_L^{0.2}}{\varepsilon^3}}$$



La plupart des études sont empiriques et la plus connue est sans doute celle de LOCKHART et MARTINELLI (L15 - M5 - M6).

La corrélation proposée est la suivante :

$$\frac{\left(\frac{\Delta P}{\Delta Z} \right)_{LG}}{\left(\frac{\Delta P}{\Delta Z} \right)_G} = \phi_G^2(\chi) \quad \text{ou} \quad \frac{\left(\frac{\Delta P}{\Delta Z} \right)_{LG}}{\left(\frac{\Delta P}{\Delta Z} \right)_L} = \phi_L^2(\chi)$$

avec

$$\chi = \left[\frac{\left(\frac{\Delta P}{\Delta Z} \right)_L}{\left(\frac{\Delta P}{\Delta Z} \right)_G} \right]^{1/2}$$

où

$\left(\frac{\Delta P}{\Delta Z} \right)_{LG}$ est la perte de charge par unité de longueur, du système diphasique,

$\left(\frac{\Delta P}{\Delta Z} \right)_G$ est la perte de charge par unité de longueur du gaz seul s'écoulant avec le même débit que précédemment.

$\left(\frac{\Delta P}{\Delta Z} \right)_L$ est la perte de charge par unité de longueur du liquide seul s'écoulant avec le même débit que précédemment.

Les fonctions de χ , ϕ_G et ϕ_L , dépendent du type de l'écoulement (laminaire ou turbulent de chacune des phases).

Ces auteurs ont montré que, quel que soit ce type d'écoulement, χ est une fonction unique du taux de rétention β .

Autres références se rapportant à l'écoulement diphasique dans un tube vide :

A2 - B2, 4, 8, 12, 13, 14, 15 - C1, 4, 5, 7, 9 - D7 - F3 - G3, 5, 6, 7, 8, 9 - H5, 6, 9, 12, 13 - K2, 3 - L1, 2, 11 - M2, 3, 11 - N1, 2 - R4, 7, 8 - S5, 17, 18.

4212 - Ecoulement diphasique à co-courant dans un garnissage

Durant très longtemps, les études dans ce domaine ont été très

rares. Elles se sont quelque peu développées ces dernières années.

PIRET, MANN et WALL (P5) ont été les premiers à relater, en 1940, des mesures de perte de charge dans un écoulement gaz-liquide à co-courant dans une colonne à garnissage. Ils se bornèrent à constater qu'à débits liquide et gazeux égaux, la perte de charge subie par le gaz était inférieure à co-courant qu'à contre-courant. Il fallut attendre ensuite 1960, année où DODDS et autres (D4) présentèrent des résultats de perte de charge dans un écoulement gaz-liquide sans en donner une corrélation générale.

L'année suivante, LARKINS et WHITE (L4) s'inspirant de la corrélation de LOCKHART et MARTINELLI, donnent une équation générale valable pour une grande variété de liquides et de garnissages, avec les hypothèses suivantes :

- il n'existe pas de gradient de pression statique dans une section droite de la colonne ;
- la somme des volumes occupés respectivement par le liquide et par le gaz est égale à chaque instant au volume de vide ;
- l'écoulement diphasique est isotherme.

Cette équation est la suivante :

$$\log_{10} \left[\frac{\left(\frac{\Delta H}{\Delta Z} \right)_{LG}}{\left(\frac{\Delta H}{\Delta Z} \right)_L + \left(\frac{\Delta H}{\Delta Z} \right)_G} \right] = \frac{0,416}{(\log_{10} x)^2 + 0,666}$$

avec

$$x = \frac{\left(\frac{\Delta H}{\Delta Z} \right)_L^{1/2}}{\left(\frac{\Delta H}{\Delta Z} \right)_G^{1/2}}$$

$\left(\frac{\Delta H}{\Delta Z} \right)_{LG}$ est la perte d'énergie par unité de volume du mélange diphasique considéré comme un seul fluide.

Exprimée en mètres de colonne d'eau par mètre de garnissage, son expression devient :

$$\left(\frac{\Delta \mathcal{H}}{\Delta Z} \right)_{LG} = \frac{\Delta H}{\Delta Z} + \beta_t$$

$\frac{\Delta H}{\Delta Z}$ étant la perte de charge mesurée au manomètre et β_t la rétention totale.

$\left(\frac{\Delta \mathcal{H}}{\Delta Z} \right)_L$ et $\left(\frac{\Delta \mathcal{H}}{\Delta Z} \right)_G$ seront respectivement les pertes d'énergie par unité de volume de la phase liquide et de la phase gazeuse lorsque chacune d'elles s'écoule seule à travers le garnissage, avec le même débit superficiel que dans l'écoulement diphasique. Ces grandeurs sont calculées par une formule d'ERGUN avec les coefficients appropriés.

Le taux de rétention est, d'autre part, relié au facteur χ par la relation :

$$\log_{10} \beta = -0,774 + 0,525 (\log_{10} \chi) - 0,109 (\log_{10} \chi)^2$$

$$0,05 < \chi < 30$$

Plus récemment, EISENKLAM et FORD (E2) résolurent ce problème par l'analyse dimensionnelle. Leur masse poreuse étant constituée de particules sphériques de 1 mm de diamètre, ils caractérisent deux modes d'écoulement diphasique :

- l'écoulement à phase séparée, où chaque pore est traversé par une seule phase à la fois,

- l'écoulement à deux phases, où chaque pore est traversé à la fois par les deux phases.

ZHIVAIKIN (Z4) compara la résistance hydraulique d'une colonne garnie d'anneaux Raschig en plexiglas et d'anneaux mouillables par l'eau à contre et co-courant d'air, mais nous n'avons pas de renseignements bien précis sur ses résultats.

Enfin, l'écoulement diphasique à co-courant de deux liquides fut récemment étudié par RIGG (R3) et NIELSEN (N3).

422 - Résultats expérimentaux

Comme précédemment, pour l'étude du contre-courant, nous avons utilisé un garnissage d'anneaux lavochin en verre pyrex de 10 mm et les trois mêmes phases liquides : eau, solution aqueuse d'isopropanol et solution aqueuse de saccharose.

Afin de déterminer l'influence de la mouillabilité du garnissage par la phase liquide, nous l'avons recouvert d'un vernis siliconé : SI-1107. La méthode utilisée pour le siliconage est reportée en annexe I-4. Malheureusement, l'encrassement du garnissage, dû en partie à un dépôt de calcaire et de poussière entraînés par l'air, a très vite rendu inefficace ce vernis. Néanmoins, un certain nombre de renseignements ont pu en être tirés. Dans chaque cas, la phase gazeuse est l'air.

Les débits liquides sont les mêmes que ceux choisis pour l'étude du contre-courant. Par contre, les débits gazeux varient dans un domaine beaucoup plus large, n'étant limités que par les possibilités de l'installation. Ils varient, en général, de 0 à $2,5 \text{ Kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ environ.

Les courbes représentant les variations du taux de rétention et de la perte de charge en fonction des débits de liquide et de gaz étant très semblables, nous présentons, à titre d'exemple, les deux courbes relatives au système eau-air (fig. I₃ et fig. I₁₀), les autres étant données en annexe (fig. AI₁₁ à AI₁₄). Sur ces courbes figurent aussi les résultats du contre-courant. Il est alors facile de se rendre compte combien l'engorgement peut restreindre le domaine du contre-courant. A co-courant, le taux de rétention est d'abord constant, décroît ensuite assez rapidement, puis plus lentement. La perte de charge de son côté, augmente d'abord très vite et plus lentement ensuite. Mais dans tous les cas, elle est inférieure à celle mesurée à contre-courant pour le même débit d'air. La rapide augmentation de la perte de charge est accompagnée, pour le système eau-air, d'un régime pulsé, dont la fréquence dépend du débit de gaz. Ce régime n'a pas été observé avec les autres systèmes étudiés.

fig. I 9

VARIATION du TAUX de RETENTION

Système eau-air

● co-courant

x contre-courant

L = 1,1 kg.m².s⁻¹

L = 2,3

L = 3,5

L = 5

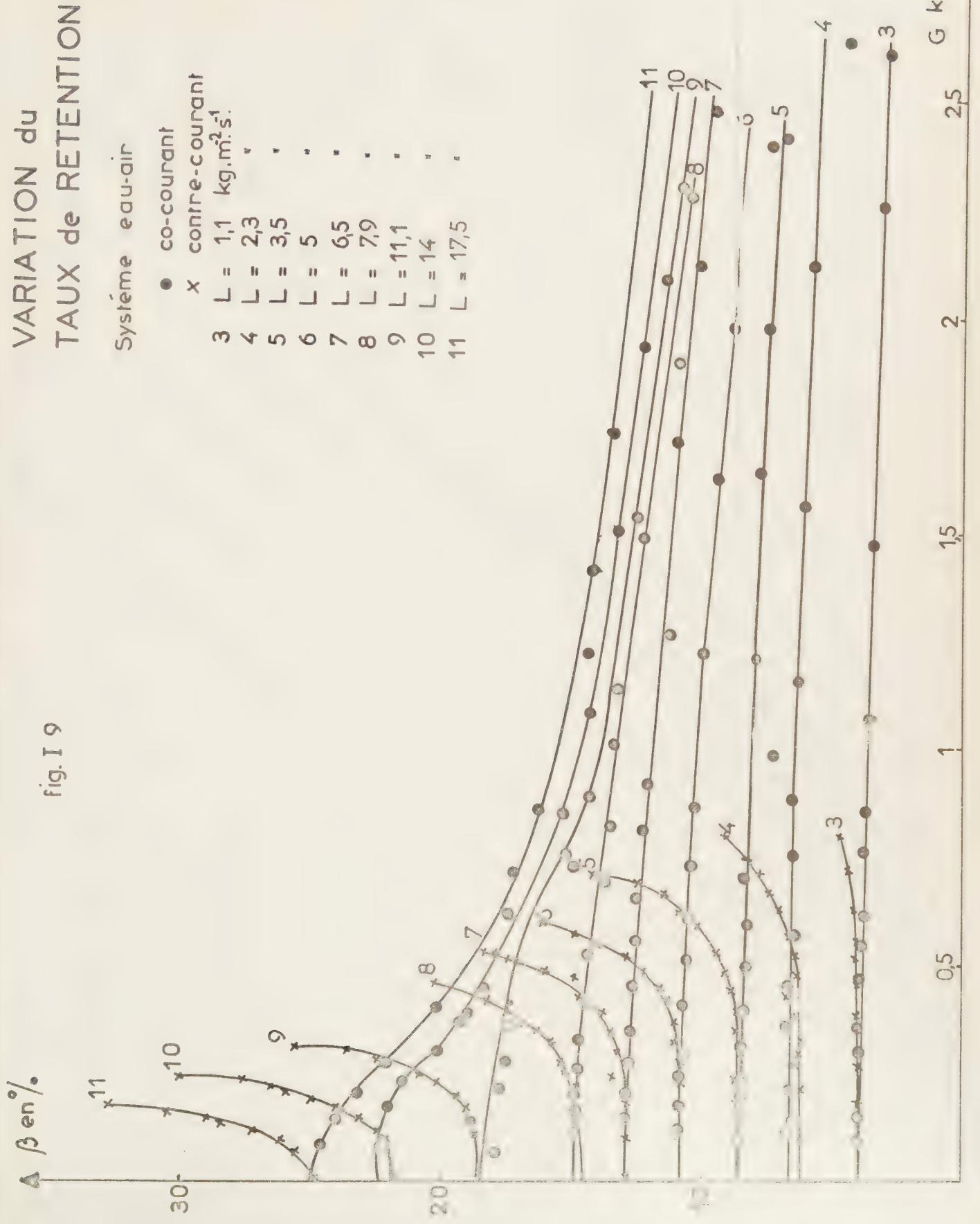
L = 6,5

L = 7,9

L = 11,1

L = 14

L = 17,5

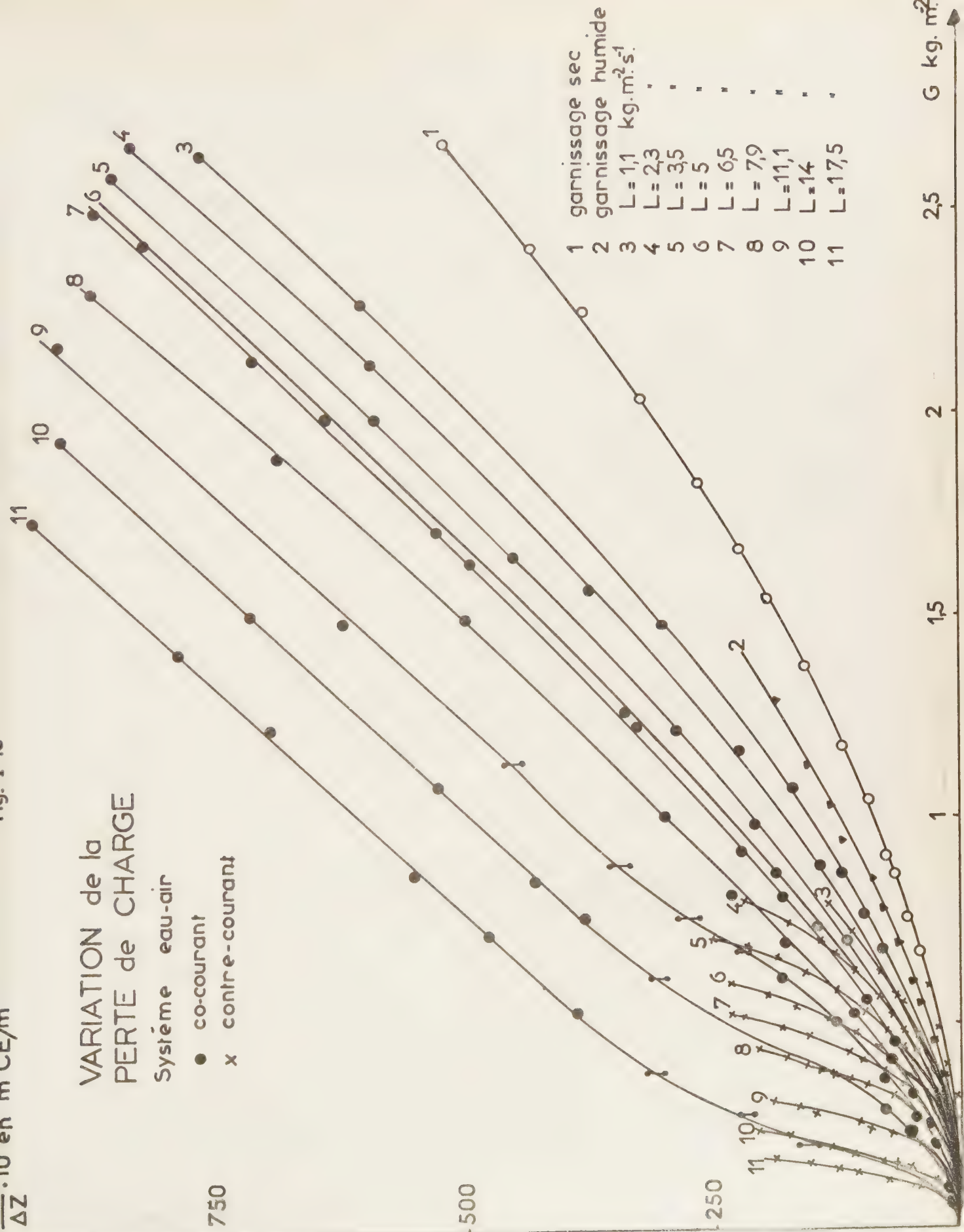


$\frac{\Delta Z}{\Delta t} \cdot 10^4 \text{ en m CE/m}$

VARIATION de la PERTE de CHARGE

Système eau-air

- co-courant
- x contre-courant



G kg. m²

Les figures I₁₁ et I₁₂ montrent la grande influence de la mouillabilité du garnissage sur l'évolution de la rétention et de la perte de charge.

423 - Comparaison avec la littérature

Il faut remarquer tout d'abord, que notre étude ne s'est pas effectuée dans les mêmes conditions que celles des travaux précédents. Les divers auteurs, et en particulier LAMINE et WHITE, formulent, nous l'avons vu, dans leurs hypothèses qu'à chaque instant la somme des volumes occupés respectivement par le liquide et par le gaz, doit être égale au volume de vide. Ainsi, lorsque le débit de gaz tend vers zéro, le liquide occupe tout le volume vide, χ tend vers l'infini et la quantité

$$\frac{\left(\frac{\Delta \mathcal{H}}{\Delta Z} \right)_{LG}}{\left(\frac{\Delta \mathcal{H}}{\Delta Z} \right)_L + \left(\frac{\Delta \mathcal{H}}{\Delta Z} \right)_G}$$

tend obligatoirement vers 1.

Au contraire, dans nos mesures, si G tend vers zéro, $\left(\frac{\Delta \mathcal{H}}{\Delta Z} \right)_G$ tend aussi vers zéro,

et $\left(\frac{\Delta \mathcal{H}}{\Delta Z} \right)_{LG}$ tend vers la rétention β_t qui est différente de $\left(\frac{\Delta \mathcal{H}}{\Delta Z} \right)_L$

β_t est en effet la perte d'énergie d'un écoulement liquide en "conduite ouverte" alors que $\left(\frac{\Delta \mathcal{H}}{\Delta Z} \right)_L$ se rapporte à un écoulement en "conduite fermée".

Le rapport

$$\frac{\left(\frac{\Delta \mathcal{H}}{\Delta Z} \right)_{LG}}{\left(\frac{\Delta \mathcal{H}}{\Delta Z} \right)_L + \left(\frac{\Delta \mathcal{H}}{\Delta Z} \right)_G} \text{ tend donc vers } \frac{\beta_t}{\left(\frac{\Delta \mathcal{H}}{\Delta Z} \right)_L}$$

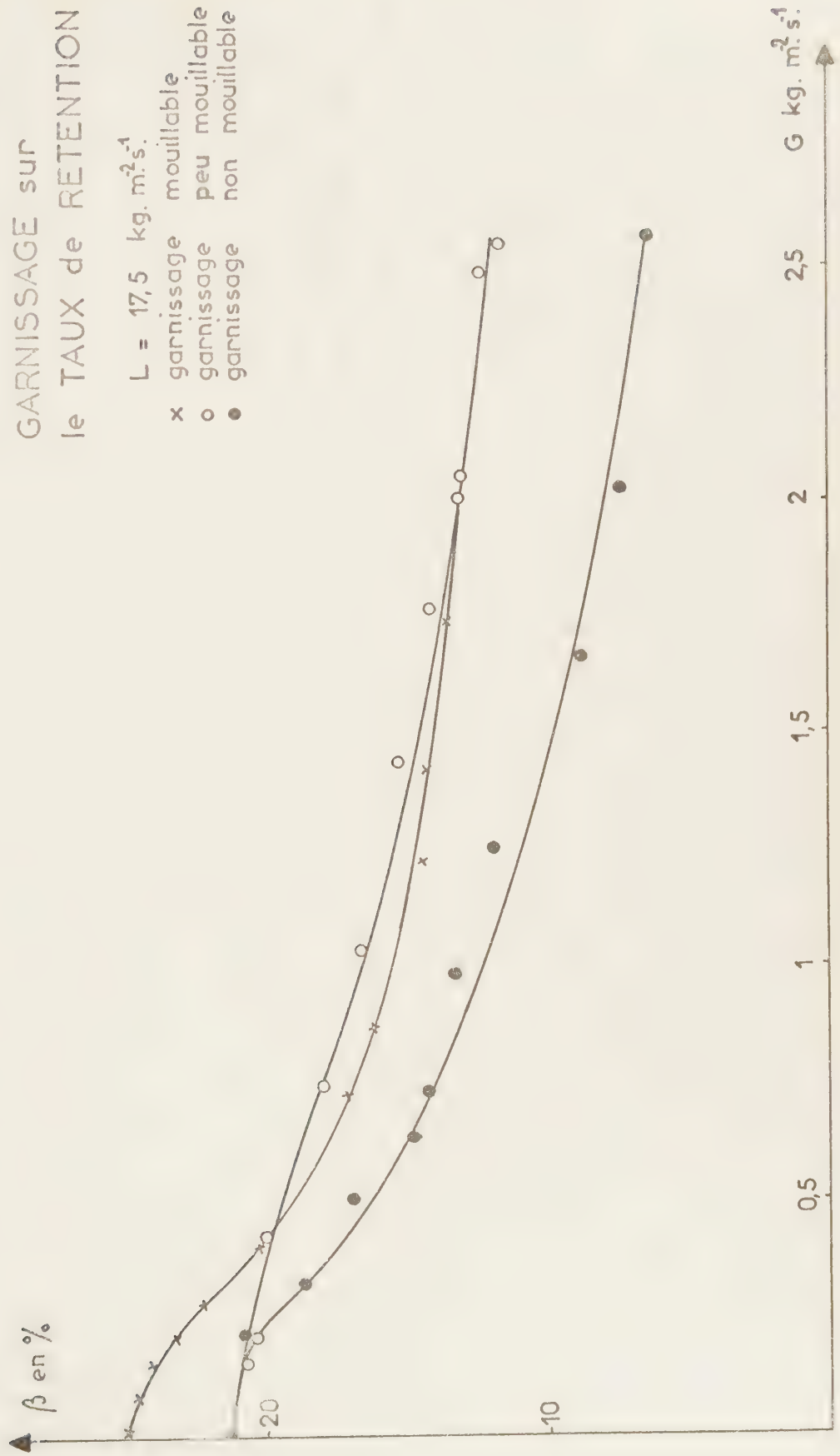
quantité qui dépend à la fois de la nature et du débit de la phase liquide, mais qui, dans tous les cas, est inférieure à 1.

fig. I-11

INFLUENCE de la
MOUILLABILITE du
GARNISSAGE sur
le TAUX de RETENTION

$L = 17,5 \text{ kg. m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$

- x garnissage mouillable
- o garnissage peu mouillable
- garnissage non mouillable



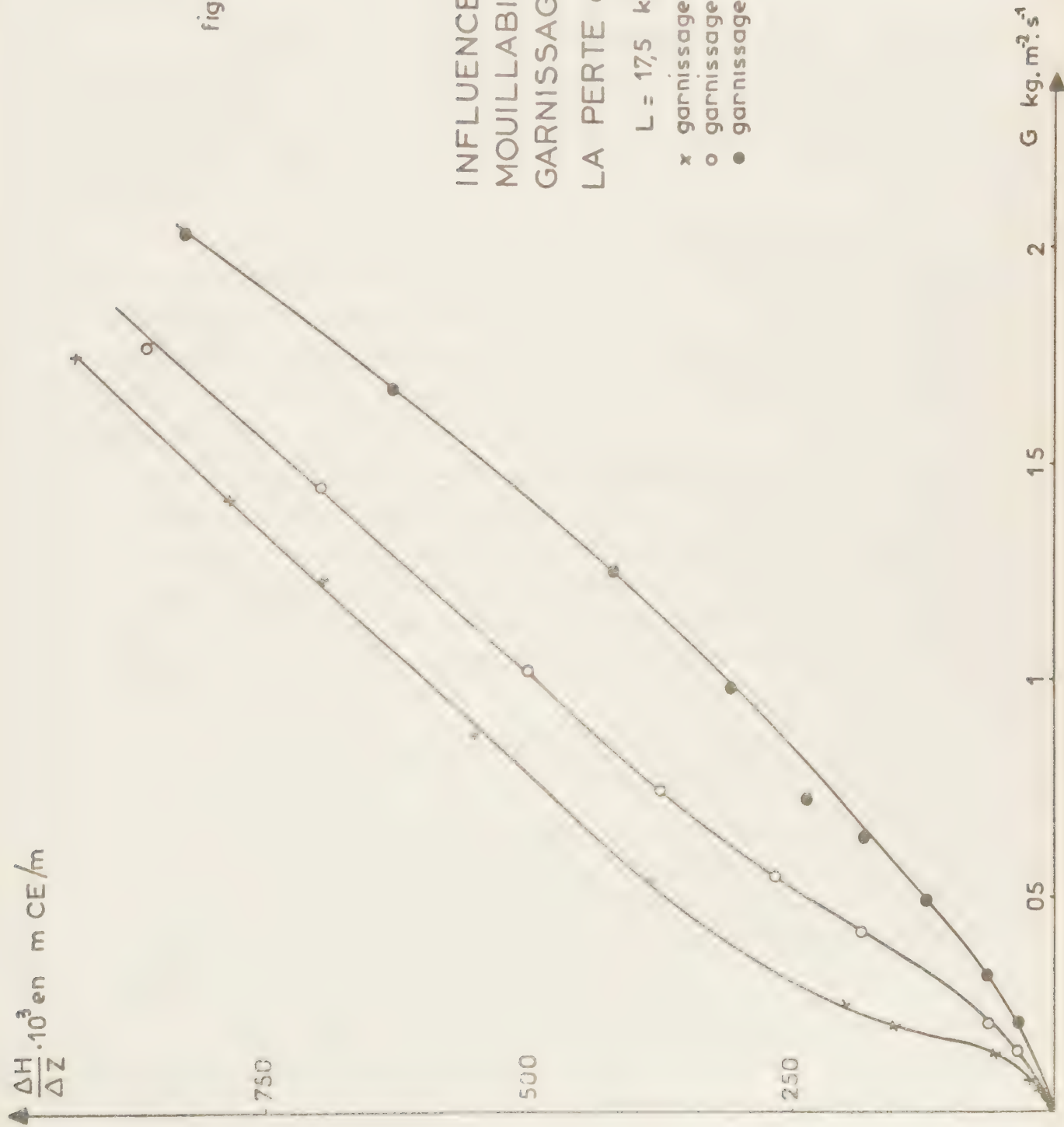


fig. 1-12

INFLUENCE, de la
MOUILLABILITE du
GARNISSAGE sur
LA PERTE de CHARGE

$L = 17,5 \text{ kg. m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$

- x garnissage mouillable
- o garnissage peu mouillable
- garnissage non mouillable

Pour les débits de gaz élevés, par contre, c'est-à-dire pour les faibles valeurs de α , l'hypothèse précédente est vérifiée et nous nous rapprochons des conditions d'application de la théorie de LARKINS et WHITE.

La figure I₁₅ présentant nos résultats pour la forme préconisée par ces auteurs, illustre très bien les considérations précédentes. Pour des valeurs de α inférieures à 0,2, nos résultats sont en parfait accord avec ceux de LARKINS et WHITE à $\pm 30\%$ près, précision indiquée par ces auteurs.

Par contre, le facteur χ n'est pas une fonction unique de β . Un bilan d'énergie montre d'ailleurs qu'il en est seulement ainsi lorsque le pourcentage de surface mouillée du garnissage et l'aire d'interface gaz-liquide restent constants. Or, cette constance n'est pas réalisée puisque ces grandeurs varient avec la nature et le débit des phases en présence (L6).

Comme l'a fait précédemment EISENKLAM (E2), il est intéressant de représenter graphiquement la perte de charge de l'air $\frac{\Delta h}{\Delta Z}$ en fonction de son débit pour divers débits liquides en coordonnées logarithmiques. La figure I₁₆ présente les résultats correspondants pour le système eau-air. Les courbes relatives aux autres systèmes semblables à celles-ci, sont contenues en annexe dans les fig. A-I₁₅ et 16). Nous y observons deux parties bien distinctes :

- une première partie correspondant aux faibles débits de gaz se compose de droites dont la pente est voisine de 1,9.
- Une seconde partie correspondant aux forts débits de gaz se compose aussi de droites, mais dont les pentes sont différentes. Pour un débit liquide donné, donc pour une droite donnée, le changement de pente se produit au moment de l'étranglement en régime pulsé (ce qui est très visible pour le système eau-air).

Nous avons cherché à représenter ces résultats par des équations empiriques. Nous les annonçons, à titre d'information, mais elles n'ont pas un caractère de généralité pour une extrapolation éventuelle.

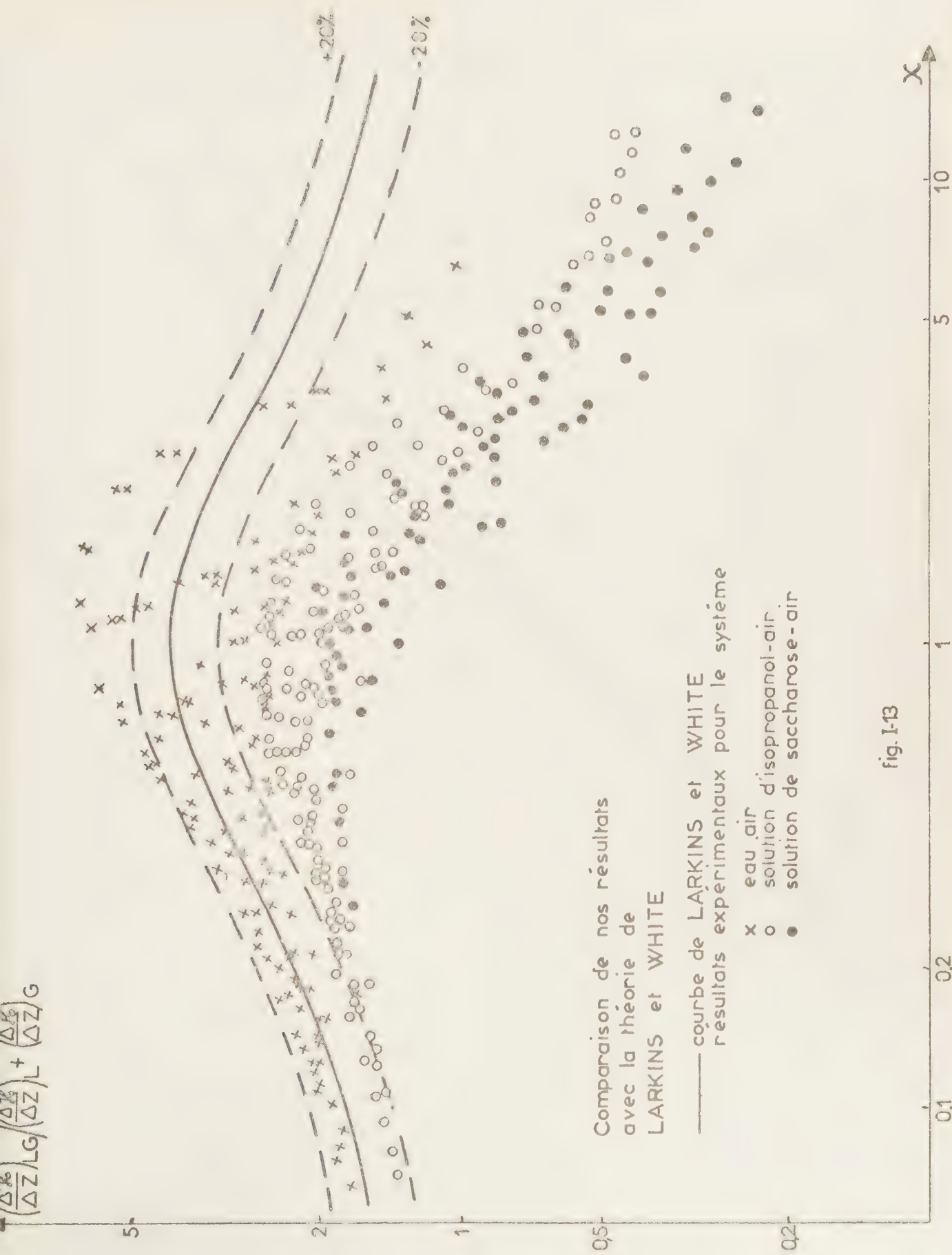


fig. I-13

$\frac{\Delta Z}{\Delta Z} \times 10$ en mCE/m

Fig. I-14



Equations empiriques valables avant le point de transition

- système eau-air :

$$\frac{\Delta H}{\Delta Z} = 0,156 \cdot 10^{0,046L} \cdot G^{1,9} \quad \text{pour } 1 < L < 11 \text{ Kg.m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$$

- système solution d'isopropanol-air :

$$\frac{\Delta H}{\Delta Z} = 0,142 \cdot 10^{0,059L} \cdot G^{1,9} \quad 1 < L < 12,8 \text{ Kg.m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$$

- système solution de saccharose-air :

$$\frac{\Delta H}{\Delta Z} = 0,155 \cdot 10^{0,147L} \cdot G^{1,9} \quad 1 < L < 8,7 \text{ Kg.m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$$

Ces relations ont tout-à-fait la même allure que celles obtenues à contre-courant avant le point de charge. Les coefficients numériques sont légèrement inférieurs, entraînant une perte de charge plus faible, ce que nous avons déjà signalé. Cette première zone serait donc, pour le co-courant, l'équivalent de celle précédant le point de charge à contre-courant. Il faut remarquer cependant que, pour un débit liquide donné, les deux transitions s'effectuent pour des débits gazeux différents, ce qui limite l'analogie.

De même que pour le contre-courant, la relation obtenue pour chacun des systèmes en faisant $L = 0$, ne correspond pas aux résultats obtenus avec le garnissage nu. Dans chaque cas, les valeurs ainsi obtenues sont un peu plus élevées que celles mesurées.

Equations empiriques valables après le point de transition et pour $G \leq 2,5 \text{ Kg.m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$

- système eau-air :

$$\frac{\Delta H}{\Delta Z} = 0,151 \cdot 10^{0,036L} \cdot G^{(1,75-0,06L)} \quad 1 < L < 11 \text{ Kg.m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$$

- système solution d'isopropanol-air :

$$\frac{\Delta H}{\Delta Z} = 0,140 \cdot 10^{0,029L} \cdot G^{(1,67-0,039L)} \quad 1 < L < 12,8 \text{ Kg.m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$$

- système solution de saccharose-air :

$$\frac{\Delta H}{\Delta Z} = 0,189 \cdot 10^{0,048L} \cdot G^{(1,58-0,05L)} \quad 1 < L < 3,7 \text{ kg.m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$$

Remarquons enfin que le point de transition dont nous venons de parler, est bien plutôt une zone de transition.

5 - MESURE du TAUX d'INTERACTION GAZ-LIQUIDE dans un ECOULEMENT DIPHASIQUE à TRAVERS un GARNISSAGE

Dans l'étude d'un écoulement diphasique, à contre ou co-courant, l'hypothèse la plus simple consiste à supposer que chaque phase s'écoule dans des pores différents du garnissage : ainsi, certains pores ne seraient traversés que par du liquide et d'autres que par du gaz.

L'expérience montre qu'un tel modèle n'est pas valable : il existe toujours une certaine interaction gaz-liquide variant selon les débits et le sens relatif de chacune des phases. Il paraît donc intéressant d'essayer de déterminer cette interaction qui sera, en quelque sorte, une mesure de l'échange d'énergie entre les deux phases.

Pour cela, supposons que le liquide n'intervienne dans la perte de charge du gaz que par son encombrement géométrique, c'est-à-dire en diminuant la valeur libre pour le gaz par la présence de la rétention totale B_L . Il est alors possible, grâce à la formule d'ERGUN (avec les coefficients appropriées déterminées au paragraphe 1-32) de calculer la perte de charge correspondante du gaz $\frac{\Delta H_0}{\Delta Z}$ en y remplaçant la porosité ϵ par $\epsilon(1 - B_L)$. Mesurant par ailleurs la perte de charge $\frac{\Delta H}{\Delta Z}$, la valeur du rapport $\frac{\Delta H}{\Delta H_0}$ sera une mesure de l'interaction gaz-liquide : nous l'appellerons taux d'interaction gaz-liquide.

Nous avons déterminé ce taux pour l'ensemble de nos résultats à contre et co-courant.

51 - Cas de l'écoulement à contre-courant

Les valeurs du rapport $\frac{\Delta H}{\Delta H^0}$ sont portées sur les figures I₁₅ à I₁₇ pour les différents systèmes utilisés.

En-dessous du point de charge, le taux d'interaction entre phases $\frac{\Delta H}{\Delta H^0}$ augmente rapidement avec le débit de gaz. Il augmente plus rapidement à partir du point de charge, et passe par un maximum juste avant l'engorgement.

52 - Cas de l'écoulement à co-courant

Le taux d'interaction entre phases est représenté en fonction du débit d'air pour chaque système, sur les figures I₁₈ à I₂₀. Qualitativement, ces courbes sont semblables, à savoir elles présentent toutes un maximum pour les faibles débits de gaz, mais quantitativement elles diffèrent beaucoup. Pour le système eau-air, le taux d'interaction entre phases peut être très grand, de l'ordre de 6 pour un débit liquide de 17,5 l.h⁻¹. On constate que ce maximum correspond à l'écoulement pulsé dans la colonne et à la zone de transition signalée au paragraphe précédent.

Pour les systèmes : solution d'isopropanol-air, et solution de saccharose-air, les maxima sont beaucoup moins élevés et il n'y a pas d'écoulement pulsé visible. On constate, d'autre part, pour ces deux derniers systèmes, que le taux d'interaction entre phases $\frac{\Delta H}{\Delta H^0}$ devient égal à 1 $\pm$ 0,2 pour 96 % des valeurs à partir d'un débit de gaz de l'ordre de 0,111 kg.s⁻¹. Cela signifie qu'aux débits plus élevés de gaz, le liquide n'agit que par son endossement géométrique. Il se trouverait à l'état de film recouvrant les particules du garnissage et s'échappant à vitesse relativement faible devant celle du gaz.

fig. I-15

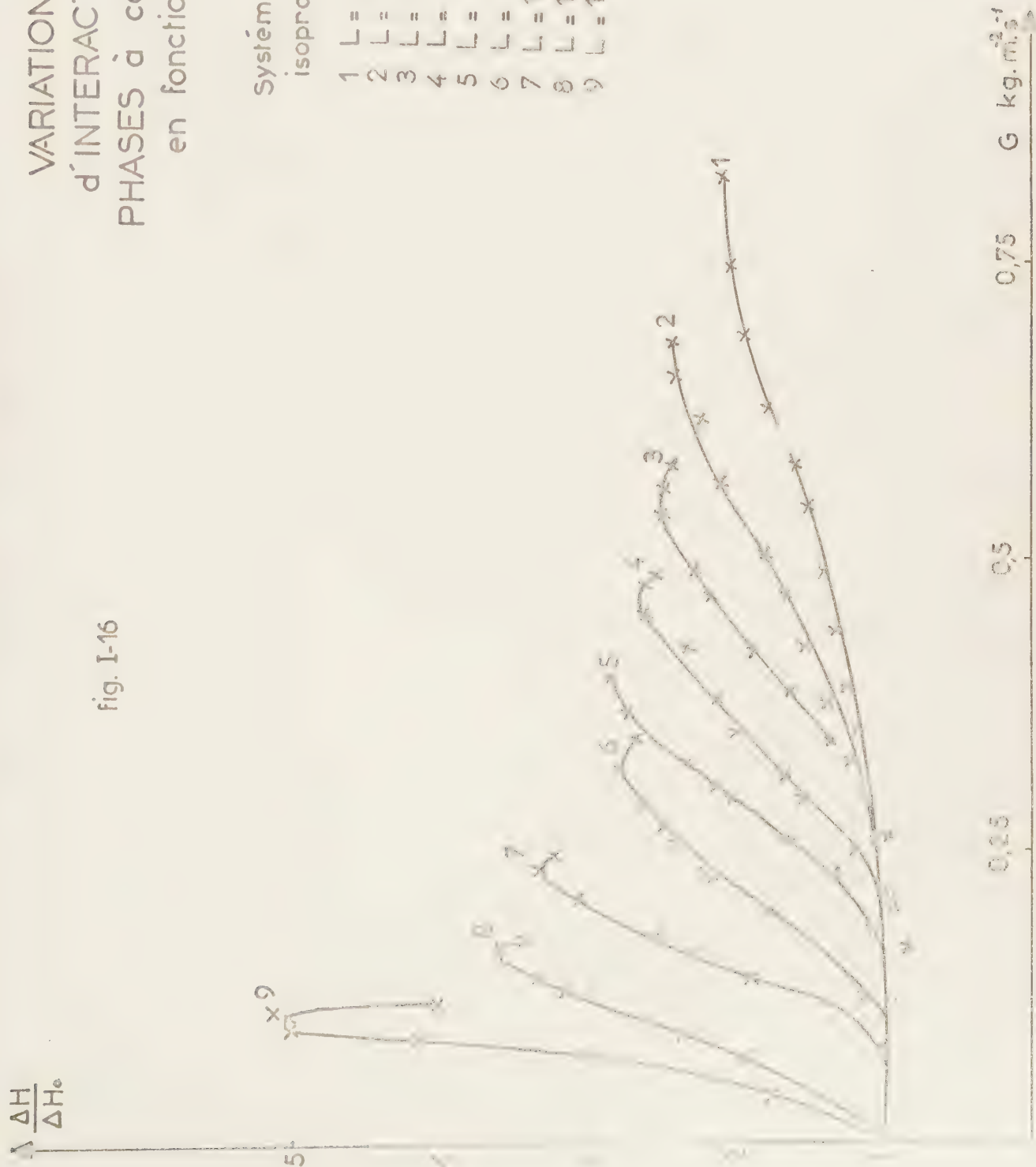
VARIATION du TAUX
d'INTERACTION entre
PHASES à contre-courant
en fonction de G

Système	eau-air	$L =$	$\text{kg. m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$
1		1,1	
2		2,3	
3		3,5	
4		5	
5		6,5	
6		7,9	
7		11,1	
8		14	
9		17,5	



VARIATION du TAUX d'INTERACTION entre PHASES à contre courant en fonction de G

fig. I-16



Système solution d'
isopropanol-air

1 $L = 1$ $\text{kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$
2 $L = 1.9$ "
3 $L = 3.1$ "
4 $L = 4.6$ "
5 $L = 6$ "
6 $L = 7.5$ "
7 $L = 10.5$ "
8 $L = 12.8$ "
9 $L = 15.9$ "

$\frac{\Delta H}{\Delta t}$

VARIATION du TAUX d'INTERACTION entre PHASES à contre courant en fonction de G

fig. 1-10

Système solution
saccharose-air

1	L = 1,1	kg m ² s ⁻¹
2	L = 2,3	"
3	L = 3,3	"
4	L = 4,5	"
5	L = 5,7	"
6	L = 6,9	"
7	L = 8,7	"
8	L = 10,3	"

G kg.m².s⁻¹

0,75

0,5

0,25

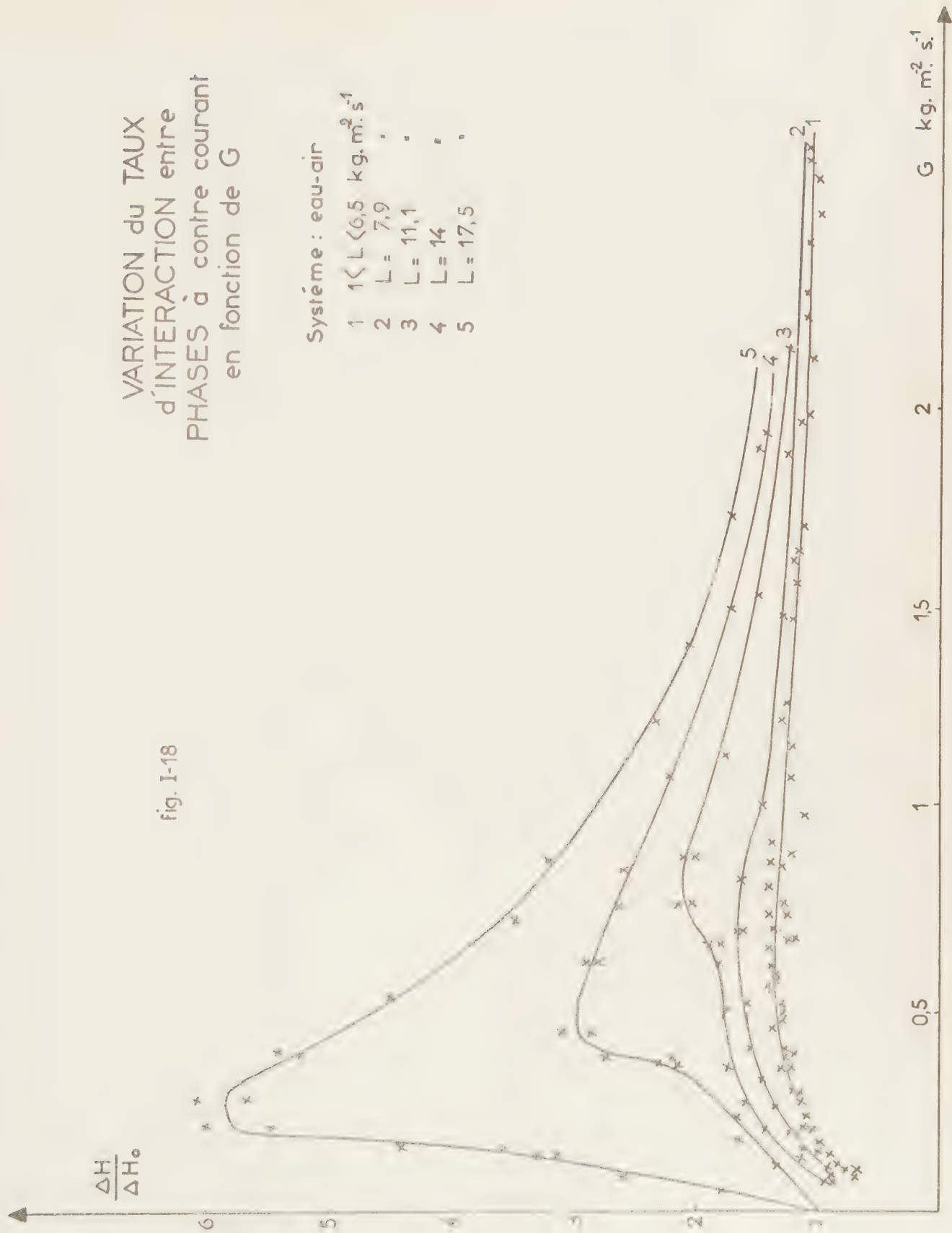
$$\frac{\Delta H}{\Delta H_0}$$

fig. I-18

VARIATION du TAUX
d'INTERACTION entre
PHASES à contre courant
en fonction de G

Système : eau-air

- | | |
|---|---|
| 1 | $L < 6,5 \text{ kg. m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ |
| 2 | $L = 7,9$ |
| 3 | $L = 11,1$ |
| 4 | $L = 14$ |
| 5 | $L = 17,5$ |



0,5

1

1,5

2

$G \text{ kg. m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$

VARIATION du TAUX
d'INTERACTION entre
PHASES à co-courant
en fonction de G

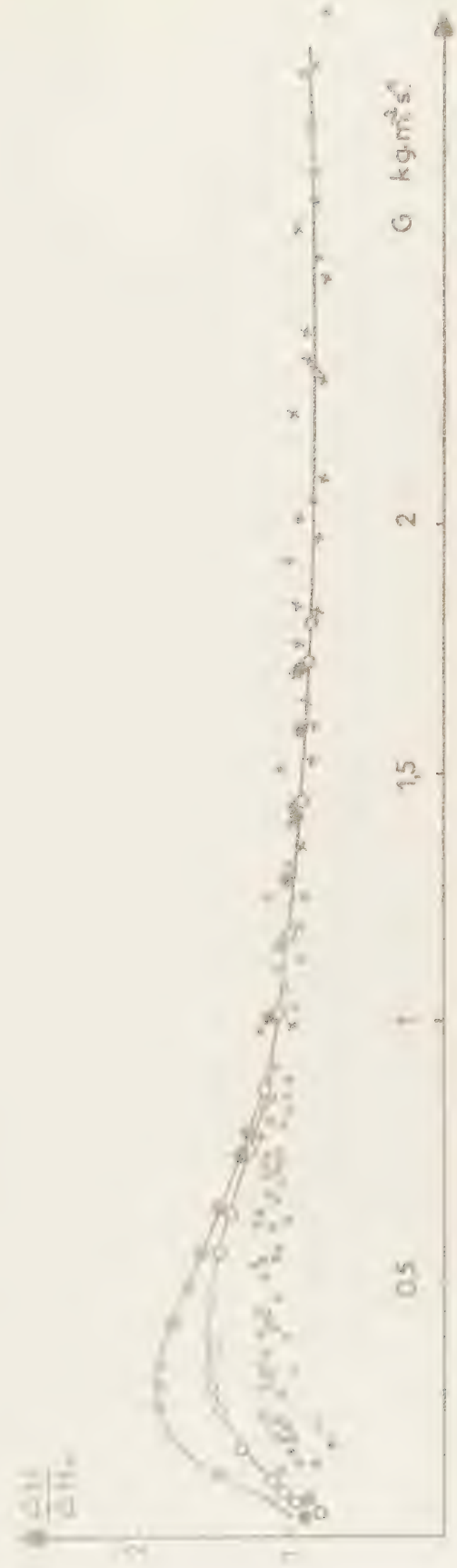
Fig. 1-19

Système solution d'
isopropanol-air

* $1 < L < 105 \text{ kg.m}^3\text{s}^{-1}$

o $L = 12,8$

● $L = 15,8$



VARIATION du TAUX d'INTERACTION entre PHASES à co-courant en fonction de G

Système solution de
saccharose-air

1	L= 1,1	kg.m ² .s ⁻¹
2	L= 2,3	"
3	L= 3,3	"
4	L= 4,4	"
5	L= 5,7	"
6	L= 6,9	"
7	L= 8,7	"
8	L= 10,3	"

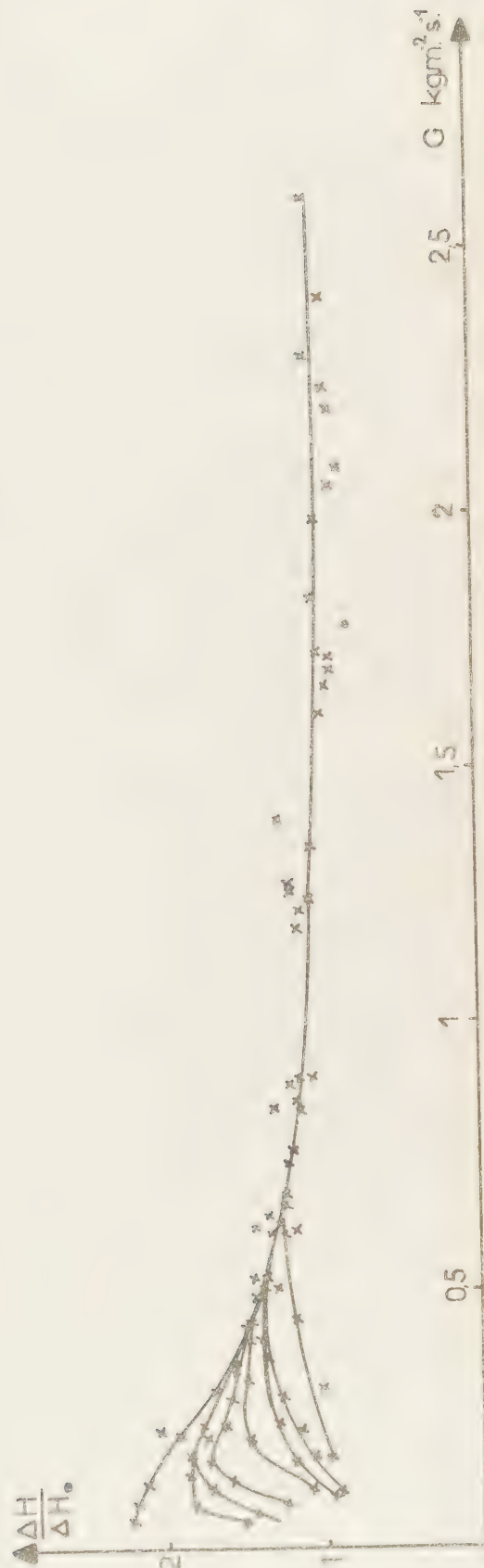


fig. I-20

Dans un écoulement diphasique à co ou contre-courant, tel que nous venons de l'étudier à partir d'un certain débit liquide, on augmente le débit de gaz jusqu'à arriver à un état limite : engorgement pour le contre-courant, ou libération des remous à l'origine de l'appareillage dans le cas du co-courant.

Supposons que, par la pensée, nous puissions augmenter encore le débit de gaz :

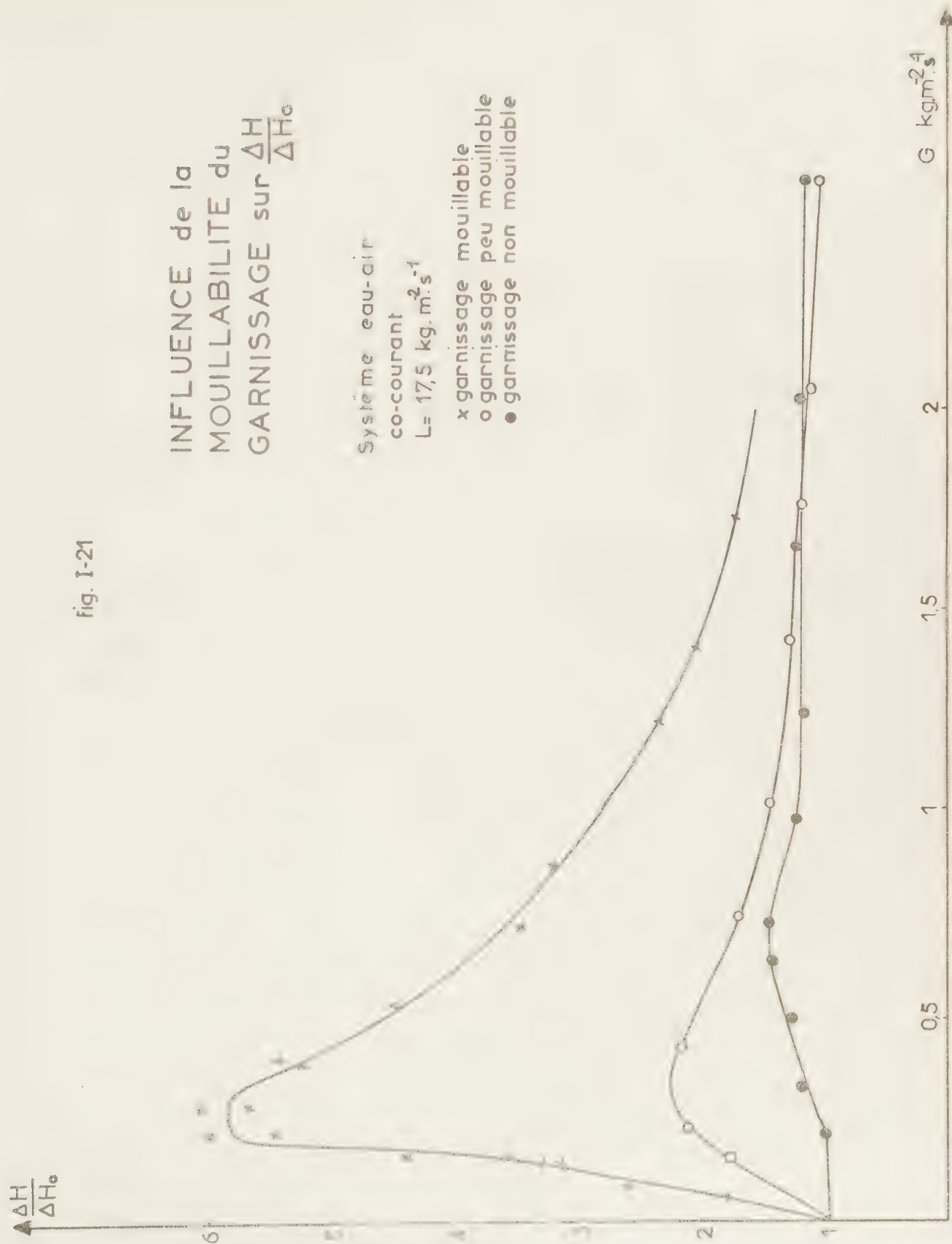
- à contre-courant , si on suppose le haut de la colonne à l'air libre et limité au sommet du garnissage, le liquide va se trouver repoussé le long de la colonne et à la limite, si le garnissage est maintenu pour ne pas être entraîné, le taux de rétention deviendra très faible. Dans ce cas, le taux d'interaction doit tendre vers 1. Comme il augmente pour un faible débit de gaz, il doit donc passer par un maximum que l'on trouve proche de l'engorgement.

- à co-courant , le taux de rétention continuera à diminuer et deviendra, à la limite, assez faible. La vitesse du gaz sera alors très grande devant celle du liquide, et ce dernier agira pratiquement comme s'il était immobile. Dans ce cas, le taux d'interaction entre phases $\frac{\Delta H}{\Delta H_0}$ doit tendre vers 1. Il existe donc, comme précédemment, un maximum.

En fait, la position et l'amplitude du maximum pour un débit liquide donné, dépend de la nature de la phase liquide, et particulièrement de sa tension superficielle. Il est logique, par exemple, de constater qu'un liquide de faible tension superficielle, comme la solution d'isopropanol, a un taux d'interaction avec l'air relativement faible.

Un autre facteur important pour le taux d'interaction entre phases est la mouillabilité du garnissage. On conçoit aisément qu'un liquide ne mouillant pas le garnissage, soit plus facilement expulsé de la colonne, ce qui, par conséquent, diminuera le taux d'interaction. Ce fait est bien illustré sur la figure 3.01. Notons enfin que lorsque le garnissage n'est pas mouillé, le régime d'écoulement pulsé disparaît.

fig. I-21



6 - C O N C L U S I O N

L'étude générale que nous venons de faire sur l'hydrodynamisme des colonnes à garnissage, montre combien est grand le nombre de paramètres qui interviennent, et dont l'effet peut être déterminant.

Nous sentons aussi nettement que le nombre des grandeurs mesurées demeure insuffisant. Ces grandeurs globales, macroscopiques, ne jettent que peu de lumière sur les phénomènes complexes qui peuvent régir l'écoulement des fluides dans un garnissage.

Pour analyser plus profondément ce problème, il faut remonter à l'étude de la distribution du liquide dans le milieu poreux lui-même, et déterminer des grandeurs telles que la surface du solide, qui est mouillée, la répartition des temps de séjour du gaz et du liquide, la texture de l'écoulement etc...

- NOTATIONS -

a	paramètre
b	paramètre
c	paramètre
C_p	fonction contenue dans la relation de SAKIADIS et JOHNSON (S1)
d	diamètre nominal des éléments de garnissage en m
D_p	diamètre équivalent des éléments de garnissage en m
g	accélération de la pesanteur en $m.s^{-2}$
G	débit de gaz en $Kg.m^{-2}.s^{-1}$
h_K	constante de KOZENY
h_B	constante de BURKE-PLUMMER
H	pression statique exprimée en mètres de colonne d'eau
$\mathcal{H}$	énergie par unité de volume de fluide (force motrice) exprimée en mètres de colonne d'eau
k	paramètre
K	conductance de transfert
L	débit liquide en $Kg.m^{-2}.s^{-1}$
n	paramètre
P	pression statique exprimée en PASCAL
s	surface d'échange en m^2
s_g	surface spécifique de grain du garnissage en m^{-1}
u_m	vitesse moyenne des fluides dans la colonne vide en $m.s^{-1}$
U	vitesse-limite des fluides (ramenée à la colonne vide) en $m.s^{-1}$
v	correction des mesures de rétention en cm^3
V	volume total de la colonne garnie en m^3
Z	hauteur garnie en m
β	taux de rétention dynamique du liquide
β_s	taux de rétention statique du liquide
$\beta_t = \beta + \beta_s$	: taux de rétention total du liquide

Δ	variation
$\frac{\Delta H}{\Delta H}$	taux d'interaction entre phases
ε^o	porosité du garnissage
η	viscosité en dap (sauf indication)
ρ	masse volumique en Kg.m^{-3} (sauf indication)
σ	tension superficielle en dynes.cm^{-1}

Indices :

e	eau
L	liquide
G	gaz

- BIBLIOGRAPHIE -

- A -

- 1 - AEROV M.E. - Khim. i. Tekhnol. Topliv i Masel 7 n° 10 (1962) 9-16
- 2 - ANDERSON G.H. et MANTZOURANIS B.G. - Chem. Eng. Sci. 12 (1960) 109

- B -

- 1 - BAIN and HOUGEN - Trans. Am. Inst. Chem. Engrs. 40 (1944) 29
- 2 - BAKER O. - Oil and Gas. Jour. 10 (1958) 156
- 3 - BAKER T., CHILTON T.H. et VERNON M.C. - Trans. Am. Inst. Chem. Engrs. 31 (1935) 296
- 4 - BANKOFF S.G. - Jour. Heat Transf. nov. (1960) 265
- 5 - BARTELL et OSTERHOF - Jour. Phys. Chem. 32 (1928) 1553
- 6 - BERTETTI J.W. - Trans. Inst. Chem. Engrs. 38 (1942) 1023
- 7 - BERTIL - Trans. Roy. Inst. Technol (1963) 201
- 8 - BERTUZZI A.F. - Tek. M.R. et POETTMANN F.H. - Jour. Petr. Tech. 8 (1956) 17
- 9 - BLAKE F.C. - Trans. Am. Inst. Chem. Engrs. 14 (1932) 415
- 10 - BOUSSINESQ - C.R. Acad. Sci. 159 (1914) 390-519
- 11 - BRAUER H. - Chem. Ing. Tek. 12 (1957) 785-790
- 12 - BRIGHAM W.E., HOLSTEIN E.D. et HUNTINGTON R.L. - Petr. Eng. 29 n° 12 (1957) D 39
- 13 - BRINKMAN F.H. et WEINAUG C.F. - Am. Inst. Chem. Engrs. Jour. 3 (1957) 29
- 14 - BROWN R.A.S., SULLIVAN G.A. et GOVIER G.W. - Can. Jour. Chem. Eng. 38 (1960) 62
- 15 - BROWN R.A.S. et GOVIER G.W. - Can. Jour. Chem. Eng. 39 (1961) 159
- 16 - BROWNELL L.E., DOMBROWSKI H.S. et DICKEY C.A. - Chem. Eng. Prog. 46 n° 8 (1950) 415-22
- 17 - BROWNELL L.E. et KATZ D.L. - Chem. Eng. Prog. 43 (1947) 537-548
- 18 - BURKE S.P. et PLUMMER W.B. - Ind. Eng. Chem. 20 (1928) 1196

- C -

- 1 - CALVERT S. et WILLIAMS B. - Am. Inst. Chem. Engrs. Jour. 1 (1955) 78

- 2 - CARMAN P.C. - L'écoulement des gaz à travers les milieux poreux Presses Universitaires de France (1961)
- 3 - CARMAN P.C. - Trans. Inst. Chem. Engrs 15 (1937) 150
- 4 - CHARLES M.E., GOVIER G.W., HUDGSON G.W. - Can. Jour. Chem. Eng. 39 (1961) 27
- 5 - CHARLES M.E. et REDBERGER P.J. - Can. J. Chem. Eng. 40 (1962) 70
- 6 - CHEN N.H. - Ind. Eng. Chem. 53 (1961) 6
- 7 - CHENOWETH J.M. et MARTIN M.W. - Petr. Ref. 34 n° 10 (1955) 151
- 8 - CHILTON T.H. et COLBURN A.P. - Ind. Eng. Chem. 23 (1931) 913 et Trans. Am. Inst. Chem. Engrs. 26 (1931) 178
- 9 - CHISOLM D. et LAIRD A.D.K. - Trans. Am. Soc. Met. Engrs. 80 (1958) 276
- 10 - COULSON - Ph. D. Thesis, Univ. of London 1935
- 11 - CROWTHER R.H., TAECKER R.G. et LIANG-TSENG-FAN, Génie Chimique, Supplément à Chimie et Industrie vol. 84 n° 3 (1960) 73

- D -

- 1 - D'ARCY H.P.G. - "Les fontaines publiques de la ville de Dijon", Victor Dalmont 1856
- 2 - DAVIES - Engineering 128 (1929) 69 et 98
- 3 - DELL F.R. et PRATT H.R.C. - Jour. Appl. Chem. 2 (1952) 429
- 4 - DODDS W.S., STUTZMAN L.F., SOLLAMI B.J. et Mc CARTER R.J. - Am. Inst. Chem. Engrs. Jour. 6 (1960) 390
- 5 - DOMBROWSKI H.S. and BROWELL L.E. - Ind. Eng. Chem. 46 (1954) 1207-19
- 6 - DONAT - Wasserkraft u. Wasserwirtsch 24 (1929) 228
- 7 - DUKLER A.E., MOYE WICKS, III et CLEVELAND R.G. - Am. Inst. Chem. Engrs. Jour. 10 n° 1 (1964) 38 et 44
- 8 - DUPUIT A.J. - Etudes théoriques et pratiques sur le mouvement des eaux (1863)
- 9 - DUWEZ P. and GREEN L. - Jour. Appl. Mech. 18 (1951) 39

- E -

- 1 - EDULJEE H.E. - Brit. Chem. Eng. 5 (1960) 330
- 2 - EISENKLAM, FORD - Proc. of the Symp. on the Inter. Bet. Fluids and particles - London 20-22 juin 1962 - p. 333
- 3 - ELGIN J.C. et WEISS F.B. - Ind. Eng. Chem. 31 (1939) 435
- 4 - ERGUN, ORNING - Ind. Eng. Chem. 41 (1949) 1179

- F -

- 1 - FAIR et HATCH - Trans. Am. Wat. Wks. Assn. 25 (1933) 1551
- 2 - FENSKE, TONGBERG, QUIGGLE - Ind. Eng. Chem. 26 (1934) 1169
- 3 - FRIED L. - Chem. Eng. Prog. Symp. Ser. 9 (1954) 47
- 4 - FURNAS C.C. et BELLINGER F. - Trans. Am. Inst. Chem. Engrs. 34 (1938) 251

- G -

- 1 - GARDNER G.C. - Chem. Eng. Sci. 5 (1956) 101
- 2 - GARNER F.H., ELLIS S.R.M., GRANVILLE W.H. - Jour. Appl. Chem. (London) mars (1955) 105
- 3 - GEMMELL A.R. et EPSTEIN N. - Can. Jour. Chem. Eng. 40 (1962) 215
- 4 - GHOSAL S.R., DUTT D.K. - Trans. Indian Inst. Chem. Engrs. 8 (1955-56) 30
- 5 - GOVIER G.W. and OMER M.M. - Can. Jour. Chem. Eng. 40 (1962) 93
- 6 - GOVIER G.W., RADFORD B.A. et DUNN S.C. - Can. Jour. Chem. Eng. 35 (1957) 59
- 7 - GOVIER G.W. et SHORT W.L. - Can. Jour. Chem. Eng. 36 (1958) 195
- 8 - GOVIER G.W., SULLIVAN G.A., WOOD R.K. - Can. Jour. Chem. Eng. 39 (1961) 67
- 9 - GRIFFITH P., WALLIS G.B. - Jour. Heat Transf. août (1961) 307
- 10 - GRIMLEY S.S. - Trans. Inst. Chem. Engrs. 23 (1945) 228-35

- H -

- 1 - HAPPEL J., BYRNE B.J. - Ind. Eng. Chem. 46 (1954) 1181
- 2 - HAPPEL J., EPSTEIN N. - Ind. Eng. Chem. 46 (1954) 1187
- 3 - HANDS, WHITT, GREGORY - Jour. Soc. Chem. Ind. 69 (1950) 321
- 4 - HASSLER G.L., RICE R.R. et LEEMAN E.H. - Trans. Am. Inst. Min. Engrs. 118 (1936) 116
- 5 - HEWITT G.F., KING I. and LOVEGROVE P.C. - Brit. Chem. Eng. 8 (1963) 311-18
- 6 - HIDEO FUJIE - Am. Inst. Chem. Engrs. Jour. 10 (2) (1964) 227-32
- 7 - HITCHCOCK - Jour. Gen. Physiol. 9 (1926) 755
- 8 - HOFFING E.H. et LOCKHART F.J. - Chem. Eng. Prog. 50 (1954) n° 12 p. 94
- 9 - HOOGENDOORN C.J. - Chem. Eng. Sci. 9 (1959) 205
- 10 - HOWKINS J.E. and DAVIDSON J.F. - Chem. Eng. Sci. 7 (1958) 235

- 11 - HRUBY M. - Chim. Pr. 12 (37), C8 (1962) 394
- 12 - HUGHMARK G.A. - Ind. Eng. Chem., Fundamentals 2 (4) (1963) 315-21
- 13 - HUGHMARK G.A. et PRESSBURG B.S. - Am. Inst. Chem. Engrs. Jour. 7 (1961) 677

- J -

- 1 - JESSER B.W. and ELGIN J.C. - Trans. Am. Inst. Chem. Engrs. 34 (1943) 277
- 2 - JOTTRAND R. - Communication personnelle

- K -

- 1 - KAFAROV V.V., DYTNERSKIĬ Y.I. - Zhm. Priklad. Khim. 31 (1958) 706
- 2 - KAMEI S., OISHI O.J. et autres - Chem. Eng. (Japon) 18 (1954) 545-52
- 3 - KNUTH E., - Jet Prop. 24 (1954) 359-65
- 4 - KOZENY J. - Ber. Wien Akad. 136 A (1927) 271

- L -

- 1 - LAIRD A.D.K. - Trans. Am. Soc. Mech. Engrs. 76 (1954) 1005-10
- 2 - LAPIDUS L. - Ind. Eng. Chem. 49 (1957) 1000
- 3 - LAPIN A. - Chem. Eng. Prog. vol. 58, n° 7 (1962) 47
- 4 - LARKINS R.P. et WHITE R.R. - Am. Inst. Chem. Engrs. Jour. 7 n° 2 (1961) 231
- 5 - LEAS W.J., JENKS J.L. et RUSSELL C.D. - Trans. Am. Inst. Min. Engrs. 189 (1950) 65
- 6 - LE GOFF P., LESPINASSE B., PROST C. - Ind. Chim. Belge n° 11 (1964) 1141 - 1164
- 7 - LERNER B.J. et GROVE C.S. - Ind. Eng. Chem. 43 (1951) 216
- 8 - LESPINASSE B. - Documents annexes à la thèse de Doctorat ès-Sciences Physiques - Université de Nancy (1962).
- 9 - LEVA - Tower packing and packed tower design - 2e éd. - the United States Stoneware Company 1953
- 10 - LEVERETT M.C. - Trans. Am. Inst. Min. Engrs. 132 (1939) 149
- 11 - LEVY S. - Jour. Heat Transfer. Mai (1960) 113 et mai (1963) 137
- 12 - LINDQUIST E. - Premier Congrès des grands barrages - 5 (1933) 81
- 13 - LINN H.A.D. - Water (Holland), 34 (1950) 19

- 14 - LOBO E.W., FRIEND L., HASHMALL F. et ZENZ F. - Trans. Am. Inst. Chem. Engrs. 41 (1945) 693
- 15 - LOCKHART R.W. et MARTINELLI R.C. - Chem. Eng. Prog. 45 (1949) 39

- M -

- 1 - MACH E., FORSCH - Gebiete Ingenieurw. 6 Forschungsheft n° 375 (1935) 9
- 2 - MARCHATERRE J.F. - Jour. Heat Transfer Nov. (1961) 503
- 3 - MARRUCCI G. et GIOIA F. - Chim. Ind. (Milan) 45 (10) (1963) 1205-11
- 4 - MARTIN J.J., Mc CABE W.L. et MONRAD C.C. - Chem. Eng. Prog. 47 (1951) 91
- 5 - MARTINELLI R.C., BOELTER L.M.K., TAYLOR T.H.M., THOMSEN E.G. et MORRIN E.H. - Trans. Am. Soc. Min. Engrs. 66 (1944) 139
- 6 - MARTINELLI R.C., PUTNAM J.A. et LOCKHART R.W. - Trans. Am. Inst. Chem. Engrs. 42 (1946) 681
- 7 - MAYO, HUNTER et NASH - Jour. Soc. Chem. Ind. 54 (1935) 375 T
- 8 - MIDOL-MONNET C. - GOSSE J. - A paraître
- 9 - MINARD G.W. et WINNING M.D. - Can. Jour. Chem. Eng. 35 (1957) 39-46
- 10 - MISSBACH A. - Listy Cukrovar. 55 (1937) 293
- 11 - MOISSIS R. et GRIFFITH P. - Jour. Heat Transf. Fév. (1962) 29
- 12 - MOLSTAD M.C., ABBEY R.G., THOMPSON A.R. et Mc KINNEY J.F. - Trans. Am. Inst. Chem. Engrs. 38 (1942) 387
- 13 - MORCOM A.R. - Trans. Inst. Chem. Engrs. 24 (1946) 30
- 14 - MORRIS G.A. et JACKSON J. - Absorption Towers - Butterworths (1953)
- 15 - MORTON F., CERIGO D.G., KING P.J. - Trans. Inst. Chem. Engrs. 34 (1956) 146
- 16 - MORTON F., KING P.J. et ATKINSON B. - Trans. Inst. Chem. Engrs. 42 (1964) T. 35
- 17 - MORTON F., KING P.J. et ATKINSON B. - Trans. Inst. Chem. Engrs. 42 (1964) T. 45
- 18 - MORTON F., KING P.J. et ATKINSON B. - Trans. Inst. Chem. Engrs. 42 (1964) T. 49

- N -

- 1 - NASSOS P.G. - Argonne National Laboratory - juin 1963
- 2 - NEAL L.G. et BANKOFF S.G. - Am. Inst. Chem. Engrs. Jour. Juillet (1963) 490

- 3 - NIELSEN R. - Ph. D. Thesis - On the flow of two immiscible incompressible fluids in porous media - The University of Michigan 1963
- 4 - NORMAN W.S. - Trans. Inst. Chem. Engrs. 29 (1951) 226
- 5 - NORMAN W.S. - Absorption, Distillation and Cooling Towers - Longmans 1961

- O -

- 1 - OTAKE T. and KIMIURA M. - Chem. Eng. (Japon) 17 n° 7 (1953) 261-8
- 2 - OTAKE T. and OKADA K. - Chem. Eng. (Japon) 17 (1953) 176-84

- P -

- 1 - PAYNE J.W. and DODGE B.F. - Ind. Eng. Chem. 24 (1932) 630
- 2 - PERRY J.M. - Chemical Engineers' Handbook - Mc Graw Hill (1950)
- 3 - PETERS W.A. - Ind. Eng. Chem. 14 (1922) 476
- 4 - PIERCY, HOOPER et WINNEY - Phil. Mag. 15 (1933) (7) 647
- 5 - PIRET E.L., MANN C.A. et WALL T. - Ind. Eng. Chem. 32 (1940) 861
- 6 - PROST C., LE GOFF P. - Chimie et Industrie, supplément Génie Chimique 91 (1964) 6

- R -

- 1 - RAPOPORT L.A. et LEAS W.J. - Trans. Am. Inst. Min. Engrs. 192 (1951) 83
- 2 - REYNOLDS O. - Papers on Mechanical and Physical Subjects - Cambridge University Press 1900
- 3 - RIGG R.G. - Ph. D. Thesis Cocurrent flow of immiscible liquids in packed beds. The University of Michigan (1963)
- 4 - ROS N.C.J. - Paper presented at A.I.Ch.E. Meeting, Tulsa, sept. (1960) 25-28
- 5 - ROSE H.E. - Engineering 148 (1939) 536 - Proc. Inst. Mech. Engrs. 153 (1945) 165 - Inst. of Physics Symposium (1950) 136
- 6 - ROSE et YOUNG - Proc. Inst. Mech. Engrs. 1 B (1952) 114
- 7 - RUSSELL T.W.F. et CHARLES M.E. - Can. Jour. Chem. Eng. 37 (1959) 18
- 8 - RUSSELL T.W.F., HODGSON G.W., GOVIER G.W. - Can. Jour. Chem. Eng. 37 (1959) 9.

- S -

- 1 - SAKIADIS B.C. et JOHNSON A.I. - Ind. Eng. Chem. 46 (1954) 1229
- 2 - SARCHET B.R. - Trans. Am. Inst. Chem. Engrs. 38 (1942) 283

- 3 - SAVEANU T. et TUDOSE RADU - Bul. Inst. Politech. Iasi. 8 (1962) 1-2 et 141
- 4 - SAWISTOWSKI H. - Chem. Eng. Sci. 6 (1957) 138-40
- 5 - SCHNEIDER F.N., WHITE P.D. and HUNTINGTON R.L. - Am. Inst. Mech. Engrs. Pet. Br. Paper 322 G. Oct. 1953
- 6 - SCHOENBORN E.M. et DOUGHERTY W.J. - Trans. Am. Inst. Chem. Engrs. 40 (1944) 51
- 7 - SCHRIEVER - Trans. Am. Inst. Min. Metall. Engrs., Pet. Div. 86 (1930) 333
- 8 - SHERWOOD, SHIPLEY, HOLLOWAY - Ind. Eng. Chem. 30 (1938) 765
- 9 - SHULMAN, ULRICH, WELLS - Am. Inst. Chem. Engrs. Jour. 1 (1955) 247
- 10 - SHULMAN, ULRICH, WELLS, PROULX - Am. Inst. Chem. Engrs. Jour. 1 (1955) 259
- 11 - SHVETSOV V.A. - Tr. Kazansk. Khim. Tekhnol. Inst. 27 (1961) 144-8
- 12 - SLICHTER - 19e Ann. Rep. U.S. Geol. Surv. 2 (1897-8) 305
- 13 - SMITH - Physics 3 (1932) 139
- 14 - SMITH, FOOTE et BUSSANG - Phys. Rev. 36 (1950) 528
- 15 - SPAUGH O.H. - Food Technol. 2 (1948) 33
- 16 - SULLIVAN R.R. et HERTEL K.L. - Jour. Appl. Phys. 11 (1940) 761-64
- 17 - STEIN R.P. et autres - Chem. Eng. Prog., Symp. Ser. 11 (1954) 115-26
- 18 - STREET J.R. - A study of vertical gas-liquid slug flow - Ph. D. Thesis the University of Michigan (1962)

- T -

- 1 - TAXLER et BAUM - Physics 7 (1936) 9-14
- 2 - TERZAGHI - Eng. News Rec. 95 (1925) 832.
- 3 - TURNER G.A. et HEWITT G.F. - Trans. Inst. Chem. Engrs. 37 (1959) 329

- U -

- 1 - UGUET D. - C.R. Acad. Paris 232 (1951) 383

- V -

- 1 - VARRIER C.B.S. et RAO K.R. - Chem. Age India 14 (1963) 345

- W -

- 1 - WARNER N.A. - Chem. Eng. Sci. 11(1959) 149

- 2 - WENTZ C.A. et THODOS G. (Northwestern Univ. Evanston) - Am. Inst. Chem. Engrs. Jour. 9 (1963) 81-4
- 3 - WHITE A.M. - Trans. Am. Inst. Chem. Engrs. 31 (1935) 390
- 4 - WODNYANSZKY G. - Magyar Timar 2 (1938) 33
- 5 - WYCKOFF R.D. et BOTSET H.G. - Physics 7 (1936) 325
- 6 - WYLLIE M.R.J. et SPANGLER M.B. - Bull. Amer. Ass. Petrol. Geol. 36 (1952) 359

- Y -

- 1 - YAGI S., YAMAZAKI Y., ISSHI M. - Chem. Eng. (Japon) 21 (1957) 426

- Z -

- 1 - ZENZ F.A. - Chem. Eng. Prog. 43 (1947) 415
- 2 - ZENZ F.A. - Chem. Eng. 60 - n° 8 (1953) 177-84
- 3 - ZENZ F.A. et ECKERT R.A. - Petrol. Ref. 40 n° 2 (1961) 130
- 4 - ZHIVAIAKIN L.-Ya. Khim. Prom. 4 (1961) 58

- P R E A M B U L E -

ORIENTATION de notre TRAVAIL

Le fonctionnement des colonnes à garnissage pour absorption gaz-liquide est très certainement influencé par la texture de la phase liquide, c'est-à-dire par la répartition géométrique du liquide au sein du garnissage. On peut imaginer à priori trois états-limites de cette texture :

- Le *film liquide* uniformément réparti sur les parois du garnissage,
- Les *filets indépendants*, à section et à débit constants, s'écoulant dans des chemins préférentiels du milieu poreux,
- Les *gouttes de liquide* qui séjournent dans des alvéoles du garnissage et progressent par bonds discontinus d'alvéoles en alvéoles.

L'état réel de la phase liquide est probablement intermédiaire entre ces trois cas-limites et il serait important de savoir comment cet état dépend des propriétés du liquide et du solide poreux : viscosité, tension superficielle, mouillabilité, diamètre des pores, débit de gaz et de liquide etc...

Le rôle joué par la texture du liquide dans les processus de transfert de matière entre phases apparaît, en examinant l'expression fondamentale du flux de soluté traversant l'interface par unité de volume du garnissage :

$$\psi = K.a(C - C^*)$$

K est la conductance de transfert, a est l'aire spécifique d'interface du gaz et du liquide, $(C - C^*)$ est la force motrice.

Il est certain que l'efficacité du transfert de soluté entre phases est d'autant meilleure que a est plus grand, c'est-à-dire que le liquide est mieux dispersé en domaines plus petits. Mais, d'autre part, la conductance spécifique de transfert K par unité d'aire d'interface dépend de la durée de vie moyenne de chaque élément de surface, comme le montrent les théories de la pénétration. Les deux termes K et a peuvent donc varier en sens inverse et il n'est pas impossible par exemple, qu'un écoulement en gros filets à faible surface spécifique et forte turbulence, soit au total plus efficace qu'un écoulement en film laminaire à grande surface, mais à faible taux de renouvellement de ces surfaces.

Pour décrire cette texture géométrique de la phase liquide, on disposait jusqu'à présent de deux grandeurs : le taux de rétention β de la phase liquide et la perte de charge $\frac{\Delta P}{\Delta Z}$ subie par la phase gazeuse à la traversée du garnissage. Nous introduisons maintenant deux nouvelles grandeurs, à savoir la conductivité électrique de la phase liquide, mesurée soit parallèlement, soit perpendiculairement à l'écoulement.

Pour interpréter ces informations nouvelles, il est indispensable de savoir relier la conductivité mesurée, à la texture de la phase conductrice. C'est pourquoi, nous avons divisé notre travail en deux parties :

- la première, qui fait l'objet du chapitre II de ce Mémoire, fait abstraction des colonnes à garnissage et constitue une étude générale de la conductivité électrique des systèmes diphasiques.
- La seconde, qui constitue le chapitre III de ce Mémoire, utilise les résultats précédents, pour l'étude des filets liquides qui s'écoulent à l'intérieur d'un garnissage d'une colonne d'absorption gaz-liquide.

C h a p i t r e I I

-:-:-

ETUDE et INTERPRETATION de
la CONDUCTIVITE ELECTRIQUE des SYSTEMES DIPHASIQUES

-:-:-

1 - <u>INTRODUCTION</u>	II-1
2 - <u>ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE</u>	II-2
21 - <u>La phase isolante est dispersée</u>	II-3
211 - Cas d'une répartition de particules aux noeuds d'un réseau à maille cubique	II-4
2111 - Répartition de sphères	II-4
2112 - Répartition de particules non sphériques	II-4
212 - Cas d'une répartition de particules au hasard	II-5
2121 - Répartition de sphères	II-5
2122 - Répartition d'ellipsoïdes	II-6
213 - Conclusion	II-7
22 - <u>La phase isolante est continue</u>	II-7
221 - La formule empirique d'ARCHIE	II-8
222 - La notion de modèle	II-9
223 - Le concept de tortuosité	II-10
224 - Le concept de striction des pores	II-12
225 - Cas des milieux poreux non saturés	II-13
226 - Conclusion	II-14
3 - <u>LES MODELES A EMPLACEMENTS EX NOTIFS CYCLIQUES "CAPOPE"</u> et "GRAFILA"	II-15
31 - <u>Quelques définitions générales</u>	II-15
311 - Les réseaux de pores	II-16
312 - Les coefficients de tortuosité et de striction	II-17

32 - <u>Le modèle général d'un réseau de CAVERNES, de</u> <u>POres et de Fentes : le modèle "CAPOFE"</u>	II-18
321 - Les textures isotropes	II-19
3211 - Les motifs à un paramètre	II-19
3212 - Les motifs à deux paramètres	II-19
3213 - La texture CAPO isotrope	II-20
322 - Les textures fibreuses symétriques	II-21
3221 - Les textures à un ou deux paramètres .	II-21
3222 - La réticulation asymétrique de pores .	II-22
323 - Les textures fibreuses asymétriques	II-23
33 - <u>Le modèle général d'un réseau de GRAINS, de FILS et</u> <u>de LAMES : le modèle "GRAFILA"</u>	II-23
331 - Les textures isotropes	II-24
3311 - Les trois motifs à un paramètre	II-24
3312 - Les motifs à deux paramètres	II-24
3313 - La texture GRAFI isotrope	II-25
332 - Les textures fibreuses symétriques	II-26
3321 - Les textures fibreuses à un paramètre	II-26
3322 - Les textures fibreuses à deux para- mètres	II-26
3323 - Les textures fibreuses asymétriques ..	II-27
4 - <u>TECHNIQUES EXPERIMENTALES DE MESURE DES CONDUCTIVITES DES</u> <u>MODELES : RESULTATS EXPERIMENTAUX</u>	II-27
41 - <u>Rappel de l'équation de LAPLACE</u>	II-27
42 - <u>Mesure de la conductivité électrique des CAPOS et</u> <u>des GRAFIS</u>	II-29
421 - Choix de la méthode	II-29
422 - La cellule de mesure	II-30

423 -	Technique de fabrication des CAPOS et des GRAFIS	II-30
424 -	Technique de mesure de la conductivité électrique relative des GRAFIS et des CAPOS	II-31
425 -	Présentation et discussion des résultats	II-33
4251 -	Conductivité des CAPOS et GRAFIS isotropes	II-33
4252 -	Conductivité de la réticulation asymétrique de pores	II-37
43 -	<u>Mesure de la conductivité électrique d'un modèle de texture fibreuse asymétrique</u>	II-39
431 -	Choix du matériau conducteur	II-39
432 -	Préparation des modèles	II-40
433 -	Technique de mesure	II-41
434 -	Présentation et discussion des résultats	II-41
44 -	<u>Critère de concavité-convexité</u>	II-43
441 -	Considérations générales	II-43
442 -	Indice de concavité des CAPOS et des GRAFIS isotropes	II-45
443 -	Indice de concavité des textures fibreuses	II-47
5 -	<u>COMPARAISON AVEC DES MESURES SUR MILIEUX POREUX NATURELS</u>	II-48
51 -	<u>Comparaison avec les formules antérieures</u>	II-48
52 -	<u>Comparaison des milieux consolidés et désagregés aux modèles CAPOS et GRAFIS</u>	II-51
521 -	Cas des milieux consolidés	II-51
522 -	Cas des milieux désagregés	II-51
53 -	<u>Caractérisation d'un milieu poreux</u>	II-54
6 -	<u>C O N C L U S I O N</u>	II-56

1 - INTRODUCTION

Nous appellerons système diphasique tout système constitué de deux phases non miscibles. Un milieu poreux, une suspension de particules dans un fluide en sont deux exemples typiques. Nous nous proposons dans ce chapitre de définir la texture d'un tel système, c'est-à-dire la description de la géométrie de chacune des phases qui le constituent.

En fait, il suffit de connaître la géométrie de l'une des phases pour en déduire celle de l'autre, qui lui est complémentaire. Pour connaître cette géométrie, il suffit d'étudier l'influence de la seconde phase sur le déroulement d'un processus s'accomplissant dans la première. Prenons le cas d'un milieu poreux, solide, non conducteur de l'électricité, saturé d'un liquide conducteur. Le phénomène réel se passant dans la solution remplissant les pores (conductance vraie du liquide, soit c_0), et le phénomène apparent observé en considérant le milieu poreux comme un tout (conductance apparente du milieu saturé, soit c) peuvent alors être reliés par un ou mieux, par plusieurs facteurs de formes, véritables caractéristiques géométriques du milieu.

On verra que les deux principaux facteurs de forme utilisés par tous les auteurs jusqu'à présent sont :

- la porosité ϵ ou fraction de volume occupé par les pores conducteurs : la présence du solide diminue en effet le volume disponible pour la conduction du courant.

D'autre part, les lignes de courant doivent suivre un trajet sinueux, contournant les obstacles solides, et parcourant ainsi en moyenne une longueur L' supérieure à la longueur apparente L de l'échantillon. Il faut donc introduire un deuxième facteur qui sera :

...

- le facteur de tortuosité : $T = \frac{L'}{L}$

La conductivité électrique peut donc être utilisée pour définir la texture d'un système. Plus généralement, tout phénomène vérifiant l'équation de LAPLACE $\Delta^2 \psi = 0$ dans un certain domaine où ψ est le potentiel, a une solution unique, fonction de la disposition spatiale du domaine en question, et pourra servir à déterminer la texture d'un système. Parmi ces principaux phénomènes citons :

- . la polarisation diélectrique ou magnétique,
- . la diffusion,
- . la conduction thermique.

Nous avons choisi la conductivité électrique pour sa simplicité d'emploi. Mais il faut bien remarquer que tous les phénomènes cités ci-dessus donneront des résultats comparables. En particulier, les conclusions d'un phénomène bien particulier, la conduction thermique par exemple, seront applicables par analogie à tous les autres (H1).

2 - ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

Dans tout ce qui va suivre, nous supposerons le système étudié constitué de deux phases : l'une ayant une conductivité électrique négligeable devant celle de l'autre. Nous supposerons de plus la phase conductrice continue alors que la phase isolante pourra être soit dispersée, soit continue.

Les systèmes polyphasiques sont nombreux dans la nature et se retrouvent dans les domaines les plus divers de la science : métallurgie, biologie, médecine, géologie et enfin génie chimique.

Il semble que ce soit en métallurgie avec l'étude des alliages que l'on trouve les premiers travaux sur la conductivité électrique (M6 - M7 - G4 - G5).

On s'efforce de relier la conductivité apparente c de l'alliage

...

la conductivité c_0 de la phase conductrice et la fraction volumique ϕ de la phase isolante. Néanmoins ces travaux ne conduisent pas à des résultats très précis et n'ont par suite qu'un intérêt historique. La voie était cependant tracée et dès le début de ce siècle les études s'étendent en vue de répondre à des applications pratiques, aux domaines de la médecine, de la biologie et plus tard de la géologie.

On peut diviser ces nombreux travaux en deux grands groupes suivant que la phase isolante est dispersée ou continue.

21 - La phase isolante est dispersée :

Ce cas s'applique particulièrement aux suspensions de particules isolantes dans un milieu conducteur. Le traitement théorique de cette question est fait par la plupart des auteurs, en étudiant le comportement d'un ensemble de particules (de constante diélectrique ϵ_i) réparties dans un milieu continu (de constante diélectrique ϵ_0) soumis à l'action d'un champ électrique uniforme. On exprime alors la constante diélectrique apparente ϵ de la suspension en fonction de ϵ_i , ϵ_0 et ϕ (fraction volumique occupée par les particules).

Dans le cas général, il n'existe pas, d'après VAN LOOR (15) de relation simple entre les grandeurs précédentes et qui soit susceptible de fournir une description exacte du comportement diélectrique du mélange pour de grandes variations de ϕ .

La forme de chacune de ces relations est fonction du rapport $\frac{\epsilon_i}{\epsilon_0}$, de la fraction volumique ϕ et de la forme des particules.

Pour simplifier, les différents auteurs assimilent donc les particules à des ellipsoïdes de révolution d'axes respectifs a et b , dont trois types particuliers sont fréquemment considérés :

$a = b$: particules sphériques

$a \ll b$: particules allongées du type "aiguille"

$a \gg b$: particules plates du type "disque"

Ces particules peuvent être réparties aux noeuds d'un réseau

à maille cubique ou au hasard.

Les formules se simplifient beaucoup lorsque le rapport $\frac{\epsilon_i}{\epsilon_0} \ll 1$, ce qui est précisément le cas qui nous intéresse (suspension de particules isolantes dans un milieu conducteur).

De nombreuses relations ont été proposées. Nous allons maintenant examiner les plus importantes, après les avoir traduites en conductivité. Nous verrons successivement le cas de suspensions de particules réparties aux noeuds d'un réseau à maille cubique, puis au hasard.

211 - Cas d'une répartition de particules aux noeuds d'un réseau à maille cubique :

2111 - Répartition de sphères :

RAYLEIGH (R1) puis WIENER (W3) ont étendu les résultats de MAXWELL (M8) pour une seule sphère, au cas d'une assemblée de sphères situées aux noeuds d'un réseau à maille cubique. Ils proposent la formule suivante valable pour de faibles valeurs de ϕ :

$$C = \frac{c}{c_0} = \frac{1 - \phi}{1 + \frac{\phi}{2}}$$

Cette formule a été utilisée par FRICKE (F6 - F7) pour expliquer la conductivité du sang. Un peu plus tard, FRICKE et MORSE (F8) l'utilisaient pour des suspensions de crème dans du lait. Ils concluent que la formule précédente peut seulement être utilisée dans le cas de mesures relatives, car elle donne, en valeur absolue, des conductivités trop grandes.

2112 - Répartition de particules non sphériques :

Dans le cas d'une suspension de cylindres à base circulaire dont les axes sont parallèles aux électrodes, RAYLEIGH propose :

...

$$C = \frac{1 - \phi}{1 + \frac{\phi}{u}} \quad \text{valable pour de faibles valeurs de } \phi$$

Si les particules sont de forme quelconque, on les assimile à des ellipsoïdes de révolution orientés au hasard. Ainsi, FRICKE et MORSE introduisent, après WIENER, un facteur de forme u et proposent une relation, extension de celle de RAYLEIGH :

$$C = \frac{1 - \phi}{1 + \frac{\phi}{u}}$$

u étant une fonction de l'excentricité de l'ellipsoïde et de ϕ .

Cette formule a été retrouvée empiriquement par PEARCE (P2) en 1955. En particulier, si ϕ est faible, on a :

$u = 2$ pour des sphères

$u = \frac{3}{2}$ pour des particules très allongées du type aiguille

$u \neq 0$ pour des particules plates du type disque

La conductivité dans ce cas est très faible.

212 - Cas d'une répartition de particules au hasard :

2121 - Répartition de sphères :

En 1926, SLAWINSKI (S7) par un raisonnement simpliste et peu rigoureux propose deux corrélations (voir annexe II-1) :

- L'une valable pour des sphères en contact :

$$C = \frac{c}{c_0} = \frac{1 - \phi}{(1 + 0,3219\phi)^2}$$

Elle a été testée sur un électrolyte contenant des billes non conductrices.

- L'autre valable pour une suspension de sphères réparties au hasard :

...

$$C = \frac{c}{c_0} = \frac{1}{1 + \frac{\phi}{p} \left[\frac{(1 + 0,3219 p)^2}{1 - p} - 1 \right]}$$

avec : $p = x \cdot \phi^{2/3}$

$x = 0,806$ si $\phi < 0,15$

$x = 0,806 + 0,1333 \phi$ si $0,15 < \phi < 0,60$

$x = 0,9047$ si $\phi > 0,60$

Cette formule, comparée aux mesures effectuées sur des émulsions d'huile de ricin dans une solution de gomme arabique, n'est que passablement vérifiée.

2122 - Répartition d'ellipsoïdes :

BRUGGEMAN (B7), puis NIESEL (N1) déduisent, par un procédé d'intégration, la relation suivante :

$$C = (1 - \phi)^n$$

n étant un facteur de forme.

$n = \frac{3}{2}$ pour des sphères

$n = \frac{5}{3}$ pour des particules allongées du type
aiguille

Cette formule a été confirmée empiriquement par DE LA RUE et TOBIAS (D1).

En 1956, VAN LOOR (L5), dans une étude très complète, calcule la constante diélectrique d'une répartition au hasard d'ellipsoïdes en tenant compte de leur influence mutuelle. (Voir annexe II.2). Dans le cas particulier de grains non conducteurs, il reste la relation très simple proposée antérieurement par POLDER et VAN SANTEN (P7) :

$$C = 1 - \phi \cdot k$$

$k = \frac{3}{2}$ pour des sphères

$k = \frac{5}{3}$ pour des particules allongées (type aiguille)

$k \rightarrow + \infty$ pour des particules plates (type disque)

Enfin HIGUCHI (H4), tenant également compte de l'influence mutuelle des ellipsoïdes développe la formule :

$$C = \frac{1 - \phi}{1 + \frac{K + 2}{4 - K} \cdot \phi}$$

où K est une fonction de ϕ , calculable à priori si l'on connaît la loi de répartition des particules. S'il s'agit de sphères $K = \alpha \phi$, α étant un facteur numérique inférieur à $\frac{1}{2}$. En particulier, si les sphères ont même diamètre, $\alpha = \frac{1}{4}$.

Cette dernière valeur a été vérifiée sur une dispersion d'heptane dans une solution décinormale de nitrate de sodium, par DEFIVES et GLADEL, dans une récente publication de l'Institut Français du Pétrole (11).

213 - Conclusion :

Comme on le voit, les formules proposées sont fort nombreuses. Ce fait est dû à la complexité du problème qui interdit presque tout traitement mathématique rigoureux.

Pour un type de particules données, des sphères par exemple, il est facile de voir que ces formules conduisent à des résultats très proches, surtout pour des fractions volumiques inférieures à 0,25.

Il est cependant bien difficile de dire quelle est la plus valable, bien que plusieurs auteurs aient tenté de le faire (G6 - W1 - V3 - B1).

22 - La viscosité est continue :

Il s'agit là de la classe importante de milieux poreux.

...

Si dans le cas des suspensions, le problème était déjà difficile à traiter mathématiquement, il apparaît ici dans une complexité beaucoup plus grande, car si l'on veut représenter correctement la réalité, il faut faire appel à des modèles très compliqués. C'est pourquoi la plupart des relations proposées sont empiriques ou reposent sur des hypothèses très simplificatrices.

Comme précédemment, on suppose la conductivité de l'une des phases négligeable devant celle de l'autre. Si ce n'est pas le cas, des corrections sont à apporter (P1 - S1).

Etant données les origines très diverses des milieux rencontrés, on distinguera les milieux désagrégés et les milieux consolidés :

Les milieux désagrégés sont constitués de particules distinctes et se rapportent à des couches granulaires. Celles-ci sont formées par sédimentation, et on peut leur donner des porosités dans un domaine limité par tassement.

Les milieux consolidés comprennent tous les cas dans lesquels la partie solide forme une structure continue et permanente. De tels cas sont représentés par les grès et autres roches, métaux et verre fritté, l'alum.dum, les céramiques, les charbons poreux etc... les porosités atteignent fréquemment des valeurs beaucoup plus basses que dans le cas des couches granulaires et évidemment pour chaque échantillon, il n'y a qu'une seule porosité possible.

221 - La formule empirique d'ARCHIE :

Dès le début du siècle, nous assistons à des mesures de conductivité électrique du sol et de diverses formations géologiques (Z1). Ces mesures s'intensifièrent avec la recherche pétrolifère (P10 - K4 - K5 - W2 - L1 - L2 - S3 - A1 - P8 - K2) tandis que STAMM (S8) caractérisait la structure fibreuse de la laine par le rapport $\frac{c}{c_0}$.

Peu après, SUNDBERG (S11) fit une étude expérimentale plus

systématique de la conductivité électrique des différentes formations du sol. C'est lui qui appela pour la première fois le rapport

$$F = \frac{r}{r_0} = \frac{c_0}{c} = \frac{1}{C}$$

facteur de résistivité : (formation resistivity factor). Il tenta d'autre part, d'expliquer ses courbes expérimentales reliant F au pourcentage d'eau conductrice contenue dans les roches, à l'aide de modèles élémentaires très simples.

Après d'autres tentatives (J1 - M5 - V2), il fallut attendre ARCHIE (A2 - A3) qui, tout en ignorant le travail de SUNDBERG, introduisit les mêmes quantités et proposa pour la première fois une relation empirique reliant C à ϵ , connue sous le nom de formule d'ARCHIE. Ses mesures portèrent sur des milieux désagrégés (sables) et sur des milieux agglomérés (roches diverses) saturés en liquide conducteur.

La formule proposée par ARCHIE est :

$$C = \frac{c}{c_0} = \epsilon^m$$

$m \approx 1,3$ pour des milieux désagrégés,

$1,8 < m < 2$, pour des milieux consolidés.

Par la suite GUYOD (G7) constata une variation de m avec la cimentation du milieu : m pouvant croître de 1,4 à 3. C'est pourquoi depuis, m s'appelle le coefficient de cimentation.

Néanmoins, la connaissance de m n'est qu'empirique et rien ne nous permet de prédire à priori sa valeur pour un milieu déterminé. Les études demeurent expérimentales avant tout (T2 - W7 - S9).

222 - La notion de modèle :

On s'aperçoit d'ailleurs peu à peu que la porosité ϵ n'est pas suffisante pour caractériser géométriquement un milieu poreux. Pour une porosité donnée, des roches d'origines diverses n'ont pas la même

conductivité ; attribuer ce fait à une cémentation différente de chacune des roches, est une notion trop vague pour être satisfaisante.

C'est pourquoi, à partir de 1949, les corrélations proposées ne sont plus uniquement empiriques, mais on commence à faire appel à des modèles simplifiés de corps poreux, sur lesquels il est possible de prévoir la valeur de $\frac{c}{c_0}$ pour ϵ donné et comparer ainsi avec les mesures faites sur le milieu réel.

Le plus simple serait d'imaginer un cube solide non conducteur, traversé par des pores rectilignes parallèles, non interconnectés. Entre les deux faces correspondantes, on devrait avoir un rapport de conductivité $\frac{c}{c_0}$ égal à ϵ . Or, les résultats expérimentaux ne sont pas en accord avec⁰ cette hypothèse.

On pourrait alors penser que cette discordance tient au modèle imaginé qui n'est pas isotrope au moins selon trois directions perpendiculaires, comme le milieu réel est supposé l'être.

Il est alors facile de lever cette ambiguïté. Il suffit d'imaginer le cube précédent, traversé par des pores rectilignes non interconnectés en nombre égal dans les trois directions principales. Le rapport de conductivité $\frac{c}{c_0}$ correspondant, sera égal à $\frac{\epsilon}{3}$. En réalité, il n'en est rien et le produit $\frac{c}{c_0} \cdot \frac{1}{\epsilon}$ peut prendre des valeurs comprises entre 1 et 0 selon les milieux considérés.

223 - Le concept de tortuosité :

On a attribué cette variation supplémentaire de la conductivité au fait que les lignes de courant empruntent un chemin sinueux, contournant les obstacles solides, suivant ainsi en moyenne un chemin de longueur L' supérieure à la distance L entre les 2 électrodes.

Depuis ROSE et BRUCE (R3), le rapport $\frac{L'}{L} = T$ s'appelle facteur de tortuosité et les formules proposées sont de la forme :

$$f\left(\frac{c}{c_0}, \epsilon, T\right) = 0$$

Le facteur T peut être déterminé :

- soit visuellement (C1)
- soit par analogie hydraulique (T1 - F1 - F2 - S10)
- soit par diffusion (K3 - G1 - S4 - S6 - R2 - P5 - M4 - B2 - C3)
- soit par migration d'ions (W4 - P4).

Il est ainsi possible de comparer les résultats entre eux et de vérifier les formules théoriques simplifiées basées sur le modèle de faisceaux de pores tortueux, qui sont :

$$\frac{c_o}{c} \cdot \epsilon = T \quad (P3 - W9)$$

ou

$$\frac{c_o}{c} \cdot \epsilon = T^2 \quad (C5)$$

L'une et l'autre de ces formules sont obtenues en appliquant aux pores la relation : $R = \rho \cdot \frac{L}{S}$ (Annexe II.3).

En fait, les corrélations expérimentales diffèrent des précédentes et sont de formes variées. On trouve ainsi :

$$\left[\frac{c_o}{c} \cdot \epsilon \right]^{1,2} = T^2 \quad (W4)$$

$$\left[\frac{c_o}{c} \cdot \epsilon \right]^{1,4} = T^2 \quad (F1)$$

$$0,459 \cdot \left[\frac{c_o}{c} \cdot \epsilon \right]^{1,95} = T^2 \quad (F1)$$

De nombreuses recherches ont été entreprises à ce sujet (W8 - V1 - H5 - W10 - P6 - M10 - B6 - M12 - B8 - S2 - W7). Il semble en fait que ni l'une ni l'autre des relations précédentes ne soit générale et que la relation véritable soit plus compliquée (C1). Cela signifie que le modèle proposé est trop simple pour s'appliquer à tous les cas possibles. Néanmoins, si l'on admet valable le théorème de DUPUIT *, on peut retenir la formule :

$$\frac{c_o}{c} \cdot \epsilon = T$$

- * Le théorème de DUPUIT énonce que la fraction d'aire occupée par des bouches de pores sur une surface quelconque d'un milieu poreux est égale à la fraction de volume occupée par les pores. On démontre aisément ce théorème en imaginant que le milieu poreux est découpé en un très grand nombre de tranches de faible épaisseur ΔL . Pour chaque tranche la porosité se confond nécessairement avec la fraction de surface occupée par les bouches de pores. Pour généraliser cette proposition et énoncer le théorème de DUPUIT pour toute surface arbitrairement tracée dans le milieu poreux, il faut que l'état de dispersion d'une phase dans l'autre soit à la fois désordonné, homogène et isotrope.
-

La connaissance de T étant capitale pour les études de perméabilité (C1 - K6 - E1).

CARMAN (C1) a reporté dans son ouvrage quelques résultats expérimentaux relatifs à des milieux désagrégés et consolidés. Certaines valeurs de T, pour des roches consolidées notamment, sont très grandes et la signification physique de ces tortuosités n'est pas du tout claire : en effet, un parcours tortueux environ 50 % plus grand que l'épaisseur de la couche, notamment pour les couches désagrégées, semble naturel, mais il est difficile de se représenter des parcours qui sont presque 10 fois plus grands. On ne sait, en fait, si le terme "facteur de tortuosité" est encore justifiable.

224 - Le concept de striction des pores

Afin d'expliquer ces conductivités si faibles, on a été amené à considérer une certaine striction des pores.

C'est pourquoi récemment, divers auteurs reprenant l'idée de VON FREY (F5) ont proposé des modèles simplifiés possédant un faisceau de pores interconnectés de section variable (W4). Le rapport du diamètre le plus étroit au diamètre le plus large des pores est appelé coefficient de striction (O1 - F3 - M3). Mais aucun de ces auteurs ne donne une méthode de mesure rigoureuse ou le moyen de connaître ce facteur.

Signalons enfin deux études intéressantes faites par FATT (F2) et PROBINE (P9) dans lesquelles les auteurs représentent l'ensemble des pores conducteurs par un réseau bidimensionnel (F2) ou tridimensionnel (P9) de résistances électriques dont la valeur et la position dans le réseau sont déterminées suivant des lois statistiques. Ils peuvent ainsi rendre compte de certaines propriétés des milieux naturels (courbe de perméabilité relative, de pression capillaire etc...).

225 - Cas des milieux poreux non saturés :

Jusqu'ici, nous avons considéré le cas de milieux complètement saturés en liquide conducteur. Plusieurs auteurs ont étudié la variation de la conductivité apparente d'un échantillon poreux en fonction de son taux de remplissage en liquide mouillant.

La méthode expérimentale consiste généralement à saturer complètement en liquide mouillant le corps poreux, puis à introduire sous une pression donnée un gaz ou un liquide non mouillant, non conducteur, qui désaturera ainsi les pores jusqu'à obtenir un équilibre, fonction de la pression imposée.

Si l'on appelle :

c : la conductivité du milieu saturé,

γ : la conductivité du milieu de saturation β

β : la fraction de volume vide occupée par le liquide,

ARCHIE (A2 - A3) propose la relation :

$$I = \frac{c}{\gamma} = \beta^{-n}$$

où I est appelé index de résistivité et où n prend une valeur voisine de 2.

Cette étude fut reprise par la suite (W9 - W10 - M11 - W6 - L3 - L4 - J1 - M5 - H2 - H3 - G8) et les auteurs sont d'accord pour dire que l'exposant n varie avec :

...

- la nature du milieu poreux,
- la méthode de saturation ou désaturation,
- la nature de la phase non mouillante,

et peut prendre des valeurs comprises entre 1,7 et 4,3. Cette dernière valeur a été obtenue par des chercheurs russes dans des conditions non précisées. Récemment, une étude semblable a été effectuée par GODDARD, GARDNER et WYLLIE (G2) en utilisant comme liquide conducteur un liquide non mouillant. Les résultats indiquent qu'une grande partie de la phase conductrice ne prend aucune part à la conduction, étant divisée en petits domaines dont certains sont complètement isolés.

226 - Conclusion :

Malgré quelques études récentes (K1 - L6), il ne semble pas possible de trouver une relation simple valable pour tout système diphasique entre le rapport $C = \frac{c}{c_o}$ et divers paramètres géométriques.

La formule la plus connue et encore la plus employée semble être la formule empirique d'ARCHIE $\frac{c}{c_o} = \epsilon^m$, que l'on trouve quelquefois exprimée sous la forme :

$$\frac{c}{c_o} = K \cdot \epsilon^m \quad (W4)$$

les constantes K et m devant être déterminées expérimentalement pour chaque type de milieu.

La détermination de la texture d'un système diphasique par conductivité électrique n'a donc pas fait l'objet jusqu'à présent d'une étude d'ensemble. C'est dans le but de combler cette lacune que s'est orienté notre travail.

Après avoir proposé une étude approfondie des modèles à empilements de motifs cubiques suffisamment généraux pour convenir à tout système diphasique, nous décrirons nos techniques expérimentales de mesure de conductivités de modèles. Nous terminerons en comparant nos résultats à ceux de la littérature, si nombreux et si disparates à première vue, que nous venons de citer.

3 - LES MODELES à EMPILEMENTS de MOTIFS CUBIQUES " CAPOFE " et " GRAFILA ".

31 - Quelques définitions générales

Plusieurs auteurs ont depuis longtemps fait observer que la représentation d'un volume poreux par un faisceau de pores cyllindriques constituait une approximation beaucoup trop grossière et qu'il était indispensable de tenir compte des divers élargissements et rétrécissements du "diamètre" moyen de chaque pore : quelques auteurs ont même préconisé l'emploi de modèles constitués de cavernes interconnectées par des pores, de diamètres et longueurs variés. Mais, à notre connaissance, aucune de ces recommandations n'a été réellement suivie d'applications.

Nous utiliserons les modèles préconisés notamment par FLOOD (F3), MANEGOLD (M3) et OWEN (O1) qui consistent à assimiler le milieu poreux à un empilement de motifs cubiques élémentaires, tous identiques les uns aux autres. Il faudra que deux faces opposées de chaque cube soient rigoureusement identiques (notion de "persistance de configuration" suivant trois axes rectangulaires). Les trois couples de deux faces opposées pourront être eux-mêmes :

- soit tous identiques, formant ainsi un modèle isotrope,*
- soit tous différents, formant ainsi un modèle complètement anisotrope

* Le qualificatif isotrope employé ici et dans la suite de l'exposé se rapporte à un milieu ayant les mêmes propriétés suivant trois axes rectangulaires (analogie avec l'isotropie au sens de la cristallographie).

Enfin, deux couples seulement peuvent être identiques, donnant ainsi au modèle une symétrie cylindrique avec une direction privilégiée : il aura une texture fibreuse.

REMARQUE IMPORTANTE : sur la dimension absolue d'un motif élémentaire représentant un milieu naturel.

Considérons un cube de côté A (de volume A^3) contenant le matériau naturel diphasique (par exemple une émulsion ou une roche poreuse). En assimilant ce milieu à un empilage de "motifs" cubiques de côté a, nous supposons que le nombre $N = (\frac{A}{a})^3$ de motifs élémentaires contenus dans le cube, est un grand nombre.

Les mesures de porosité et de conductivité, dont nous allons abondamment parler, vont nous permettre de déterminer la texture géométrique du motif élémentaire, mais ne donneront pas sa dimension absolue a.

Dans la suite de l'étude, nous choisirons à priori $a = 1$, les paramètres x, y, z, w intervenant dans la description du motif élémentaire, étant des fractions de l'unité.

Pour connaître la valeur a, et par conséquent les diamètres réels des cavernes, pores etc..., il faudra la mesure d'une propriété interfaciale, c'est-à-dire d'une grandeur dépendant de l'aire de l'interface entre les deux phases, par exemple :

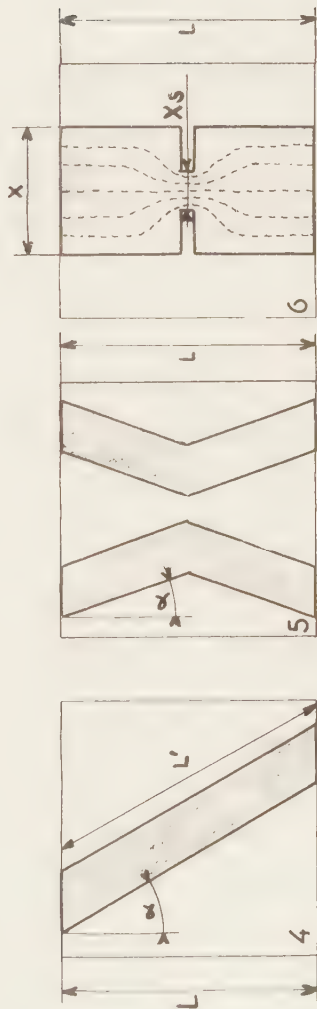
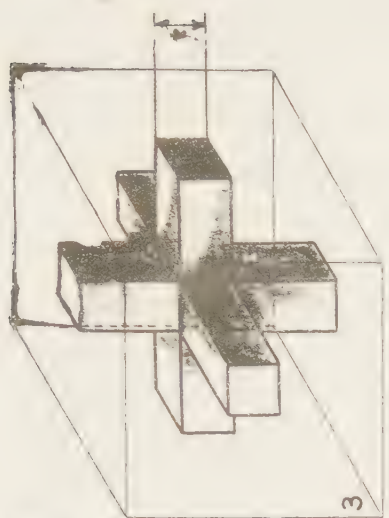
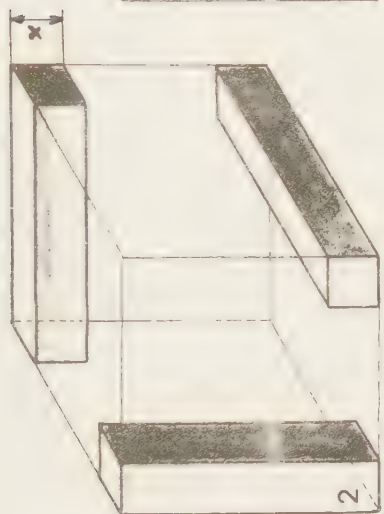
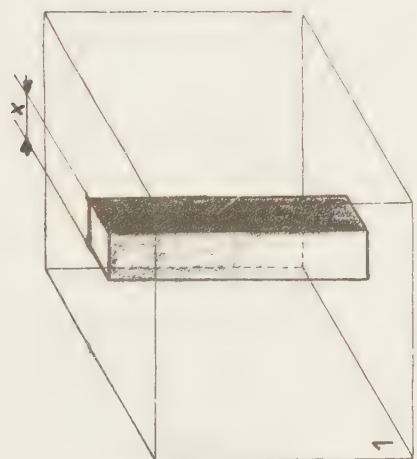
- une mesure d'adsorption (méthode de B.E.T.),
- une mesure de perméabilité (frottements sur les surfaces).

Dans le présent travail, nous ne nous occupons pas de ce problème qui sera envisagé ultérieurement en collaboration avec les autres chercheurs du Laboratoire.

311 - Les réseaux de pores :

Si nous cherchons à représenter ainsi les modèles déjà considérés au paragraphe précédent, nous trouvons sur la figure II₁ :

...



Les MODELES de RESEAUX de PORES

fig. II-1

- le modèle I : constitué par un faisceau de pores droits parallèles dont la conductivité relative est $C = \frac{c}{c_0} = \epsilon$.

- Le modèle II : constitué par un réseau isotrope de pores non interconnectés et dont la conductivité relative est $C = \frac{c}{c_0} = \frac{\epsilon}{3}$.

Présentons dès maintenant le modèle III, dont nous parlerons abondamment plus loin : c'est le réseau isotrope de pores croisés que nous appellerons la "réticulation isotrope de pores". La variation avec la porosité ϵ de la conductivité relative de ce modèle, est donnée par une courbe que nous déterminerons au paragraphe suivant et dont l'allure est donnée sur la figure II₂.

312 - Les coefficients de tortuosité et de striction :

- Si l'on veut "perfectionner" le modèle I précédent en y introduisant la notion de tortuosité des pores, il faut les incliner d'un angle α , par rapport à leur direction moyenne, telle que (modèle IV) :

$$\frac{L'}{L} = T = \frac{1}{\cos \alpha}$$

Mais la définition même de motif élémentaire et le principe de la persistance de configuration montre que ce modèle IV est faux : il faut un motif tel que celui du modèle V pour satisfaire à ce principe.

- Si l'on veut "perfectionner" le modèle I, en y introduisant la notion de "striction" des pores, on aboutit au modèle VI, qui comporte en son plan médian un diaphragme de diamètre x_s . Le coefficient de striction est alors $\frac{x_s}{x}$. Dans ces conditions, les lignes de courant ont des longueurs variées comprises entre L (pour la plus courte) et $L + x - x_s$ (pour la plus longue). La valeur moyenne des longueurs de lignes de courant est $L' = TL$. On conçoit alors qu'il existe une relation biunivoque entre le coefficient de tortuosité moyen T et le coefficient de striction $\frac{x_s}{x}$: ces deux notions n'étant que deux expressions différentes d'un même phénomène.

Nous préconisons d'abandonner la notion de tortuosité, qui

conductivité
relative C

fig. 1.2

CONDUCTIVITE RELATIVE de QUELQUES RESEAUX de PORES

0,75

0,5

0,25

modèle n°3

modèle n°4 avec (T_0, D_0)

modèle n°2

modèle n°5 (T_0, D_0)

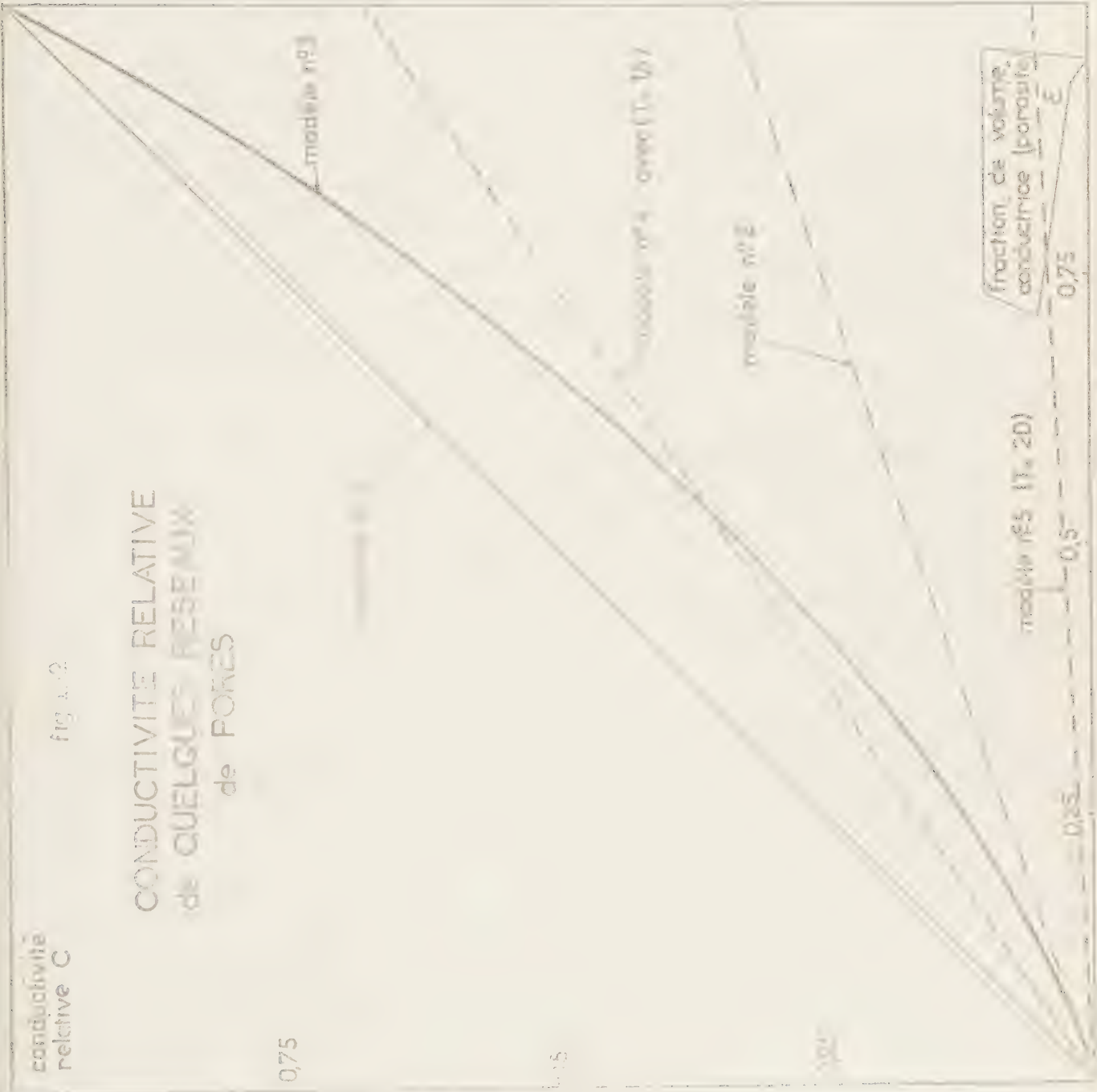
fraction de volume
conductrice (porosité)
 ϵ

0,25

0,5

0,75

ϵ



cesse d'être représentative pour les $\frac{s}{x}$ grandes valeurs de T, alors qu'une valeur infiniment petite de $\frac{s}{x}$ est parfaitement concevable quand x_s tend vers zéro.

REMARQUE : en règle générale, un modèle ne constitue une représentation correcte d'un milieu naturel que s'il respecte les principes de symétrie de ce milieu. En particulier, un milieu isotrope, au vrai sens du terme, doit être représenté par un modèle isotrope, au moins suivant trois directions perpendiculaires. Jusqu'à présent, une grave erreur de principe a été commise dans l'utilisation des modèles anisotropes V et VI (figure II₁) pour la représentation des milieux naturels la plupart du temps isotropes.

32 - Le modèle général d'un réseau de CAvernes de POres et de FEntes : le modèle " CAPOFE "

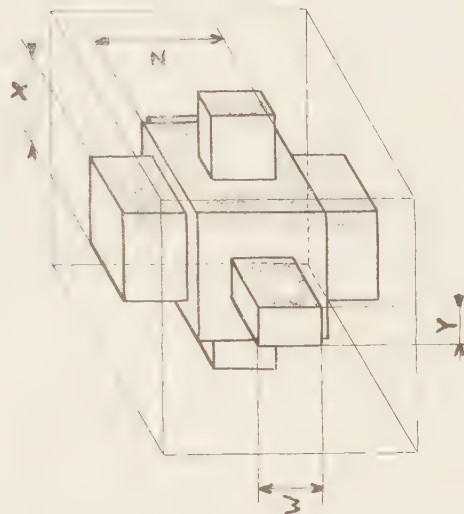
Les considérations précédentes nous conduisent naturellement à définir le modèle général présenté sur la figure II₃. Comme on le voit, ce modèle est essentiellement constitué :

- d'un faisceau de pores parallèles de "diamètre" x , reliant des cavernes cubiques de "diamètre" z . Ces pores et ces cavernes sont interconnectés par des fentes de largeur y et de hauteur w .

REMARQUES :

- Il était souhaitable de définir un nouveau substantif pour désigner cette texture : nous proposons le sigle " CAPOFE ", signifiant une texture à CAvernes, POres, interconnectés par des caux qui peuvent être :

- . des FEntes verticales (si $w = 1$)
- . des FEntes horizontales (si $y = 1$)
- . des POres cylindriques (si $y = w$)



"CAPOFE"

Modèle général au
réseau de cavernes
de pores et de fentes
interconnectés

4 paramètres

x = diamètre des pores
z = diamètre des cavernes
y = largeur des fentes
w = hauteur des fentes

fig. II-3

- Nous parlons de "diamètre" pour désigner la longueur d'arête d'une caverne cubique ou le côté d'un pore à section carrée. Nous conservons ainsi le même langage que si les cavernes et les pores étaient respectivement sphériques et cylindriques, modèle dont l'étude serait analogue à celle ci.

Il nous semble important de décrire la texture d'un milieu poreux quelconque en précisant quelles sont les fractions du volume poreux qui sont respectivement sous forme de cavernes, de pores et de fentes. Le modèle général CAPOFE nous paraît répondre à ce désir car il présente une grande souplesse du fait de sa définition par 4 paramètres x , y , z et w . On peut d'ailleurs le constater en donnant des valeurs particulières à l'un ou l'autre de ces paramètres conduisant ainsi à des textures isotropes, fibreuses symétriques ou asymétriques.

321 - Les textures isotropes :

La figure Π_4 montre une série de textures isotropes, c'est-à-dire présentant les mêmes propriétés suivant les trois axes rectangulaires.

3211 - Les motifs à un paramètre :

La première ligne représente les trois motifs de base, c'est-à-dire ceux composés uniquement de pores, uniquement de cavernes ou uniquement de fentes. Chacune de ces textures est caractérisée par un seul paramètre.

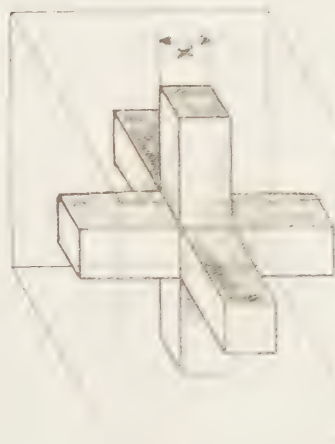
3212 - Les motifs à deux paramètres :

La deuxième ligne représente les "mélanges binaires" de ces textures, composés respectivement :

- de cavernes et de pores
- de pores et de fentes
- de fentes et de cavernes

MOTIFS ISOTROPES de "CAPOFE"

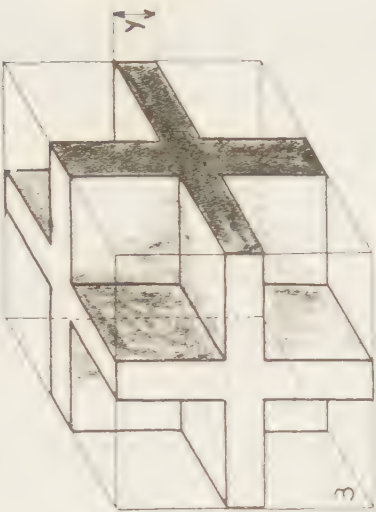
MOTIFS de BASE (1 paramètre)



PORES
diamètre x
($x = y = z = w$)

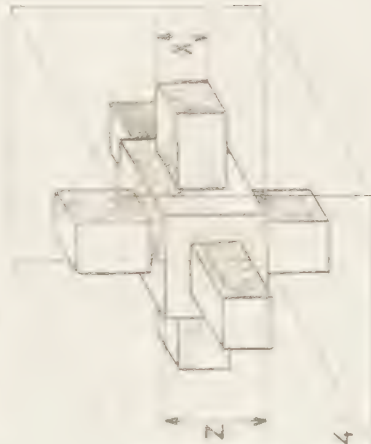


CAVERNES
diamètre z
($x = y = w = 0$)

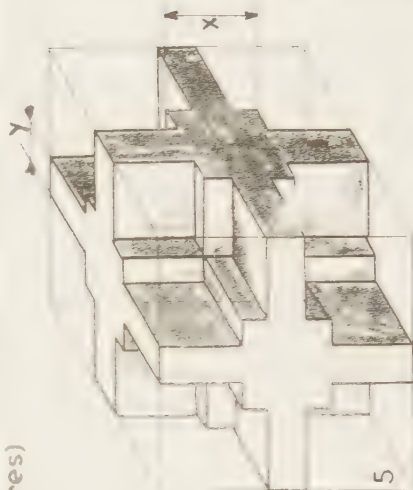


FENTES
largeur y
($w = 1, x = y = z$)

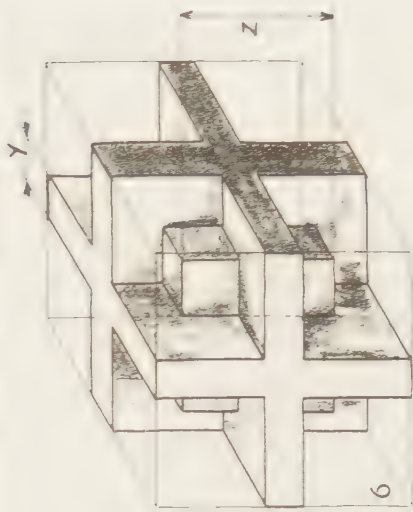
MELANGES BINAIRES (2 paramètres)



PORES + CAVERNES
(x et z)



PORES + FENTES
(x et y)



FENTES + CAVERNES
(y et z)

fig. II-4

Chaque motif est caractérisé par deux paramètres.

3213 - La texture CAPO isotrope :

Nous considérerons avec un intérêt particulier le premier de ces modèles : le réseau isotrope de cavernes et de pores, modèle qui avait d'ailleurs été proposé par FLOOD (F3) et OWEN (O1).

Ce modèle ou "CAPO isotrope" est en effet celui qui semble le mieux adapté à la représentation des solides poreux isotropes.

Il est caractérisé par deux paramètres seulement :

x : le diamètre des pores,
z, le diamètre des cavernes.

Les grandeurs "secondaires" se déduiront de ces deux grandeurs de base, notamment la porosité :

$$\epsilon = z^3 + 3x^2(1-z)$$

et le coefficient de striction $\frac{x}{z}$.

On pourra évaluer dans chaque cas, la fraction de volume poreux sous forme de cavernes, soit :

$$C_a = \frac{z^3}{z^3 + 3x^2(1-z)}$$

ou sous forme de pores, soit :

$$P_o = \frac{3x^2(1-z)}{z^3 + 3x^2(1-z)}$$

$$C_a + P_o = 1$$

Grâce à une méthode expérimentale qui sera exposée au paragraphe suivant, nous avons déterminé les conductivités de tous les CAPOS possibles : ces conductivités étant mesurées entre deux faces opposées d'un cube. Les résultats de toutes ces mesures pourront être utilisés pour interpréter un couple de déterminationsexpérimentales de la conductivité et de la porosité d'un matériau poreux isotrope quelconque. On pourra ainsi en

déduire les deux paramètres x et z de ce matériau, le coefficient de striction et le pourcentage volumique des cavernes. Comme on le constate, ce modèle de CAPO demande la connaissance de deux "informations" expérimentales, exactement comme le modèle des faisceaux de pores tortueux qui était caractérisé par les deux paramètres ϵ et T . Le modèle de CAPO nous semble cependant préférable car plus proche de la réalité (comme on l'a vu précédemment, on pourrait si nécessaire déterminer le coefficient de tortuosité à partir du coefficient de striction).

322 - Les textures fibreuses symétriques

Tous les motifs définis sur la figure II₄ sont isotropes et ne peuvent donc convenir que pour représenter des milieux poreux isotropes, c'est-à-dire des milieux qui présentent les mêmes propriétés (et en particulier la même conductivité) dans les trois directions principales de l'espace.

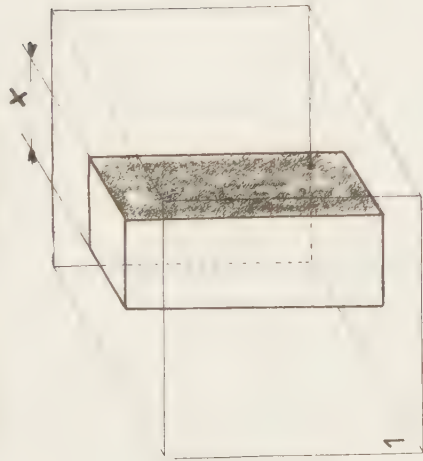
Or, certains milieux poreux ont une texture fibreuse, et présentent donc des propriétés particulières suivant une direction privilégiée. Il est facile de représenter ces milieux à l'aide du modèle général de CAPOFE, à 4 paramètres et plus simplement, par des modèles à 1 ou 2 paramètres qui s'en déduisent.

3221 - Les textures à un ou deux paramètres :

La figure II₅ donne les deux motifs à un seul paramètre, à savoir, le simple pore cylindrique de diamètre x et la texture à fentes d'épaisseur y . Cette texture à "fentes croisées" présente un intérêt spécial. Nous l'étudierons comme cas particulier d'une texture anisotrope plus générale qui sera vue plus loin.

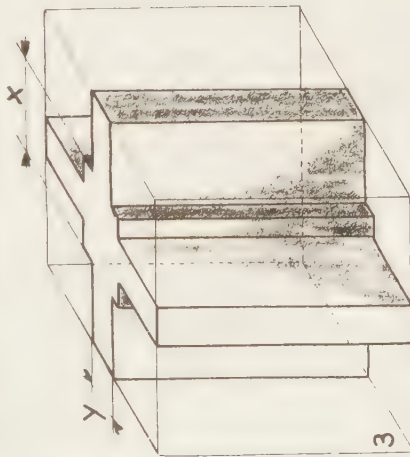
La figure II₅ présente également les deux seuls motifs définis par deux paramètres : ils ne comportent pas de cavernes, mais seulement des pores (ou des fentes) de largeurs différentes, interconnectés à angles droits.

MOTIFS à un paramètre

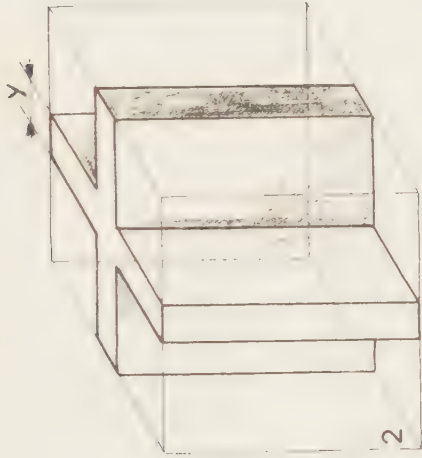


PORES x
 $x = z, y = w = 0$

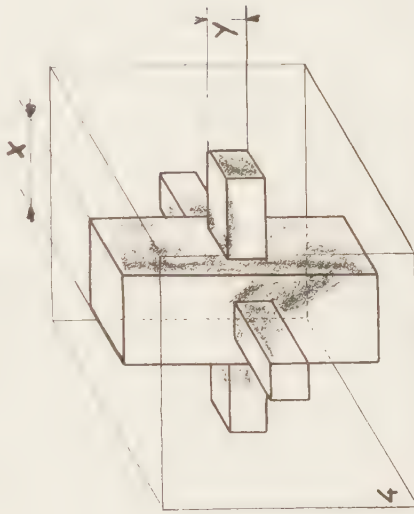
MOTIFS à deux paramètres



PORES + FENTES
 x et y
 $w = 1$
 $z = y$



FENTES y
 $w = 1, x = y = z$



RETICULATION ANISOTROPE
de PORES
 x et y
 $x = z$
 $w = y$

fig. II-5

TEXTURES FIBREUSES SYMÉTRIQUES

Nous avons étudié particulièrement la réticulation asymétrique de pores représentée par le motif 4 de cette même figure II₅. Il comporte un pore droit vertical de diamètre x , relié à ses voisins par 4 pores horizontaux de diamètres $y \leq x$.

On remarquera que ce modèle est encore défini par deux paramètres seulement x et y , sa porosité ayant pour expression :

$$\epsilon = x^2 + 2y^2(1-x)$$

Ce modèle présente d'autre part, deux valeurs distinctes de la conductivité : l'une parallèlement, l'autre perpendiculairement aux fibres.

Grâce à la même technique expérimentale évoquée plus haut et décrite au paragr. suivant, nous avons déterminé les conductivités de modèles pour toute une série de valeurs des paramètres x et y .

- Il est important de noter que l'on pourra disposer de trois informations expérimentales : ϵ , $C_{\perp}$ et $C_{\parallel}$ pour déterminer les deux paramètres x et y du modèle. On disposera donc d'une surabondance de données, ce qui permettra une auto-vérification de la validité du modèle. On devra notamment vérifier que les deux points expérimentaux (ϵ , $C_{\perp}$) et (ϵ , $C_{\parallel}$) sont situés sur une courbe correspondant à la même valeur de x .

- Ce diagramme sera utilisé dans la troisième partie pour interpréter la texture des filets liquides qui s'écoulent dans un garnissage de colonne d'absorption et qui sont plus ou moins interconnectés.

REMARQUE : Motifs à trois paramètres :

La connaissance des trois grandeurs, ϵ , $C_{\perp}$ et $C_{\parallel}$ permet en toute rigueur de définir un motif à trois paramètres : nous pouvons par exemple en définir un en partant de chacun des deux motifs à deux paramètres de la figure II₅ et en y ajoutant des cavernes de diamètre z .

Nous n'avons pas pu approfondir cet aspect qui nécessite une étude plus poussée à entreprendre ultérieurement.

323 - Les textures fibreuses asymétriques :

Pour représenter la texture d'un milieu poreux le plus général, dont les conductivités dans les trois directions de l'espace seraient différentes, il faudrait évidemment faire appel à un motif défini par trois paramètres au minimum.

Nous avons toutefois étudié un cas particulier qui n'est défini que par deux paramètres et qui présente cependant un intérêt pratique : ce modèle présenté sur la figure II₆ se compose d'un réseau de fentes de largeurs différentes y_1 et y_2 avec $y_1 \geq y_2$. Il s'agit donc en réalité d'une texture fibreuse, mais avec un arrangement asymétrique des fibres.

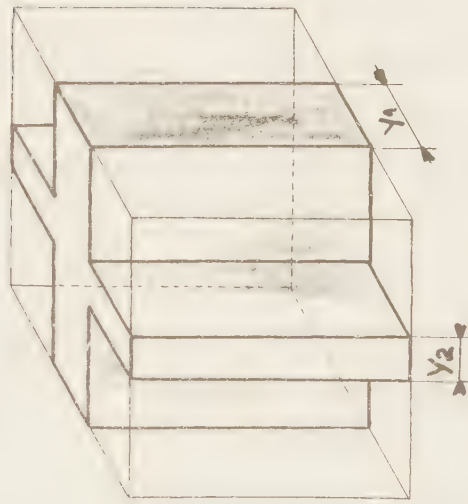
Pour déterminer les conductivités perpendiculaires aux fibres $(\sigma_x)_1$ et $(\sigma_x)_2$, nous avons utilisé une technique expérimentale simplifiée, qui est décrite au paragraphe 4. Il s'agit en effet d'un problème plus qui peut être traité par la technique du papier conducteur.

33 - Le modèle général d'un réseau de GRAINS, de FILS et de LAMES : le modèle " GRAFILA ".

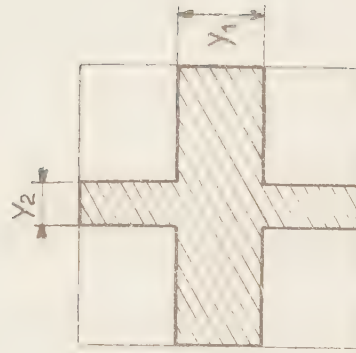
Dans le précédent modèle (CAPOFE) d'un matériau poreux, nous avons porté notre attention sur la phase "vide" et nous l'avons assimilée à un réseau de cavernes interconnectées par des pores cylindriques et par des fentes plus ou moins minces.

Abandonnons provisoirement ce modèle et portons maintenant notre attention sur la phase solide : nous l'assimilerons de même à un réseau de GRAINS, interconnectés par des FILS cylindriques, et par des LAMES plus ou moins minces.

TEXTURE FIBREUSE ASYMETRIQUE



FENTES interconnectées



Coupe perpendiculaire
aux fibres

fig. II-6

Nous définissons ainsi un motif élémentaire à 4 paramètres x' , y' , z' et w' représenté sur la figure II₇ et baptisé GRAFILA.

Nous nous poserons d'abord le problème de savoir si cette définition du "GRAFILA" est inutile (car elle ferait double emploi avec le modèle CAPOFE) ou si elle apporte des éléments nouveaux.

Nous examinerons à cet effet les divers cas particuliers de textures isotropes.

331 - Les textures isotropes :

La figure II₈ présente une série de motifs isotropes simples, définis par un seul ou par deux paramètres.

3311 - Les 3 motifs à un paramètre : fils, grains, lames.

- le premier motif (le réseau isotrope de fils), est défini par le diamètre x' de ces fils. On remarque que ce motif est exactement le volume complémentaire du réseau isotrope de pores de diamètre $x = 1 - x'$, que nous avons défini sur la figure II₄.

Nous dirons que ces deux motifs sont complémentaires.

- Le deuxième motif (le réseau de grains de diamètre z') est, on le vérifiera aisément, le complémentaire du réseau isotrope de fentes d'épaisseur $y = 1 - z'$ défini sur la figure II₄.

- Le troisième motif (le réseau isotrope de lames d'épaisseur y') est de même la complémentaire du réseau de cavernes de diamètre $z = 1 - y'$ défini sur la figure II₄.

3312 - Les motifs à deux paramètres.

Par symétrie avec les définitions de mélanges "binaires" de cavernes, de pores et de fentes (fig. II₄), nous pouvons de même

"GRAFILA"

Modèle général au
réseau de grains
de fils et de lames
interconnectés

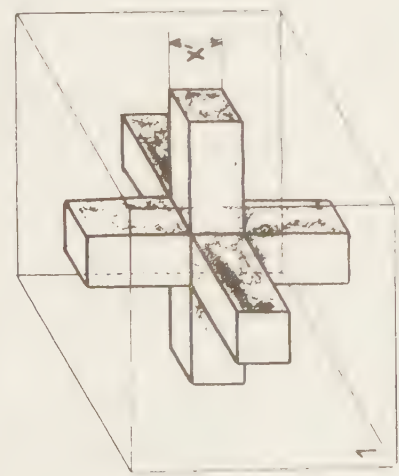
4 paramètres
 x' = diamètre des fils
 z' = diamètre des grains
 y' = largeur des lames
 w' = hauteur des lames



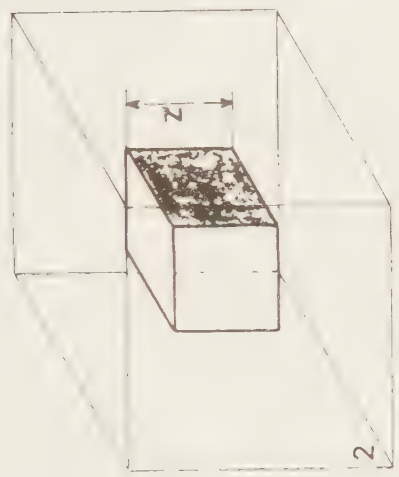
fig. II-7

MOTIFS ISOTROPES de "GRAFILA"

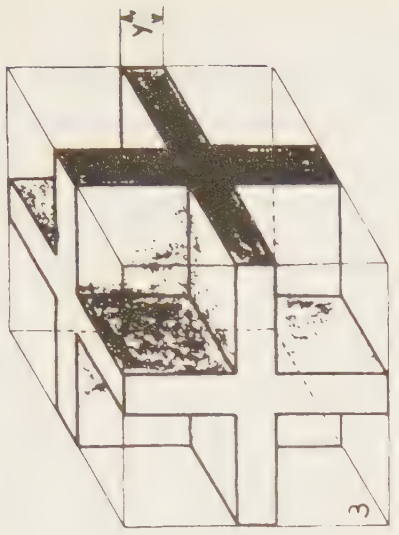
MOTIFS de BASE (1 paramètre)



FILS
diamètre x'
($x' = y' = z' = w'$)

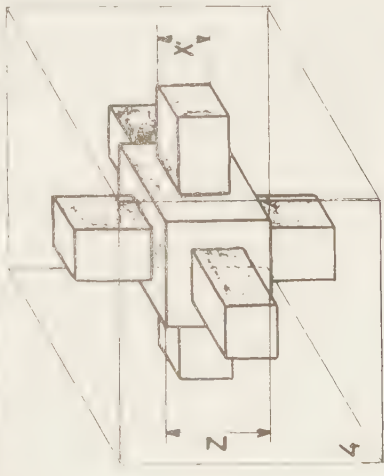


GRAINS
diamètre z'
($x' = y' = w' = 0$)

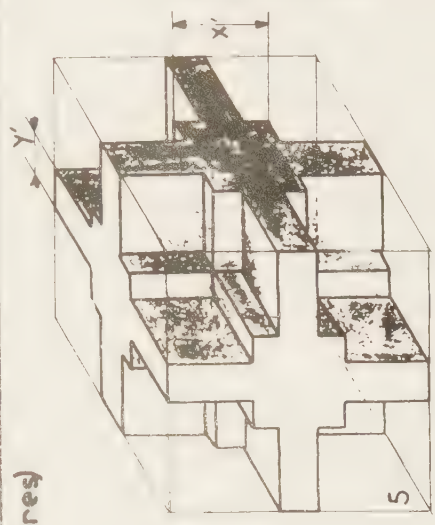


LAMES
longueur y'
($w' = 1, x' = y' = z'$)

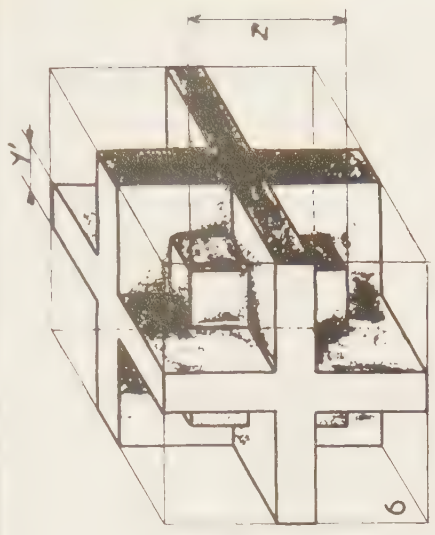
MELANGES BINAIRES (2 paramètres)



FILS + GRAINS
(x' et z')



FILS + LAMES
(x' et y')



LAMES + GRAINS
(y' et z')

fig. II-8

définir, à l'aide de deux paramètres, des textures composées de "mélanges" (fig. II₈) :

- de grains et de fils,
- de fils et de lames,
- de lames et de grains.

3313 - La texture GRAFI isotrope :

Nous n'étudierons en détail que le premier de ces modèles, le GRAFI isotrope constitué d'un réseau de grains interconnectés par des fils tous égaux.

On voit que le modèle représenté sur la figure II₈ n'est pas le complémentaire du CAPO isotrope défini sur la figure II₄, non plus que d'une autre texture de type CAPOFE à deux paramètres.

Le GRAFI isotrope est défini par les deux paramètres :

x' : diamètre des fils,

z' : diamètre des grains.

Les grandeurs "secondaires" s'en déduisent aisément. En particulier, la "porosité" de ce motif est le volume complémentaire du CAPO soit :

$$\epsilon' = 1 - z'^3 - 3x'^2(1 - z')$$

On notera que le coefficient de striction $\frac{x'}{z'}$ caractérise ici la phase solide, en donnant le rapport du diamètre des fils à celui des cavernes.

Comme il est expliqué au paragraphe suivant, notre technique expérimentale nous a permis de fabriquer simultanément toute une série de modèles en bois de GRAFIS isotropes (définis par les paramètres x' et z') et de leurs répliques en paraffine, qui sont des CAPOS isotropes, définis dans chaque cas par les mêmes valeurs des paramètres $x = x'$ et $z = z'$.

L'expérience montre que la conductivité des GRAFIS est, pour une porosité donnée, bien différente de celle des CAPOS, chacune d'elles

se plaçant dans des domaines différents du diagramme C, ϵ . Si le point représentatif d'un couple de déterminations expérimentales tombe dans le domaine des GRAFIS, nous serons logiquement amenés à en déduire les fractions du volume solide qui sont respectivement sous forme de grains et de fils.

332 - Les textures fibreuses symétriques :

Comme précédemment pour la phase poreuse, nous pouvons définir une texture fibreuse de la phase solide à un ou plusieurs paramètres.

3321 - Les textures fibreuses à un paramètre :

La figure II₉ présente les deux seuls motifs à un paramètre. Il s'agit du simple fil vertical de diamètre x' et de la texture à lames croisées d'épaisseur y' . On remarque que ces deux motifs sont respectivement complémentaires de la texture à fentes croisées d'épaisseur y et au simple pore cylindrique de diamètre x (fig. II₅).

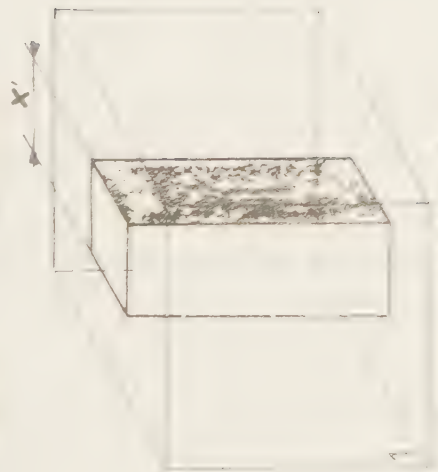
3322 - Les textures fibreuses à deux paramètres :

La même figure II₉ présente les deux motifs à deux paramètres. Ils comportent des fils ou des lames de largeurs différentes interconnectés à angles droits.

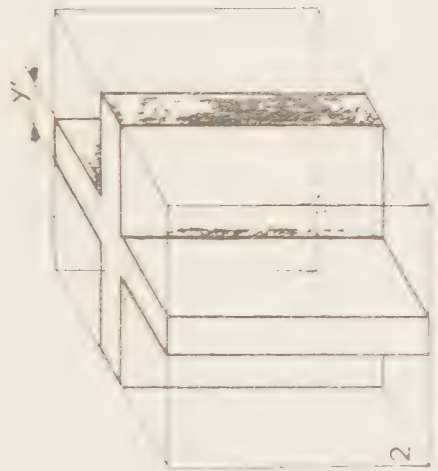
- Le motif à lames croisées de largeur non constante n'est pas complémentaire d'un motif du type CAPOFE. On en déduit aisément sa conductivité dans le sens parallèle aux fibres, elle est égale à ϵ et dans le sens perpendiculaire, elle est nulle.

- La réticulation asymétrique de fils : ce motif n'est pas non plus complémentaire d'un motif du type CAPOFE. Il l'est seulement dans le cas particulier où $x' = y'$ (réticulation isotrope de pores) et $x' = 0$ (fil droit vertical complémentaire du motif à fentes égales ou croisées).

MOTIFS à un paramètre

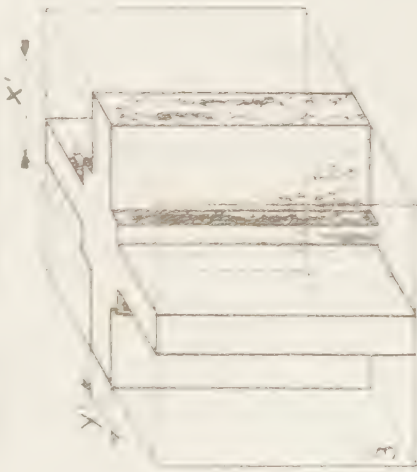


FILS x'
 $x' = z', y' = w' = c$

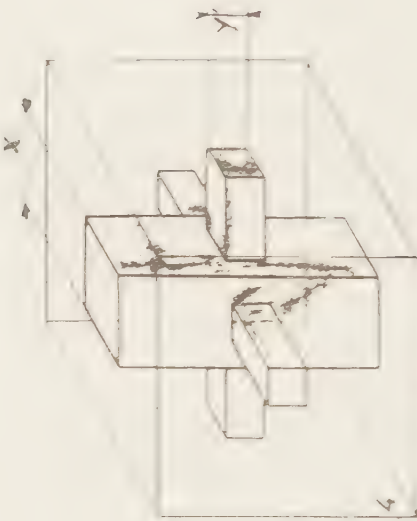


LAMES y'
 $w' = 1, x' = y' = z'$

MOTIFS à deux paramètres



FILS + LAMES
 x' et y'
 $w' = 1$
 $z' = y'$



FILS interconnectés
 par des micro fils
 x' et y'
 $x' = z'$
 $w' = y'$

fig. II-9
 TEXTURES
 FIBREUSES

Il serait intéressant d'entreprendre ultérieurement la mesure systématique des conductivités parallèles et perpendiculaires aux fibres, de la réticulation asymétrique de fils.

3323 - Les textures fibreuses asymétriques :

On peut comme précédemment considérer une structure fibreuse asymétrique dont le nombre de paramètres se ramène à 2. C'est le cas de l'intersection de lames de largeurs différentes (fig. II₁₀). Ce motif est en fait le complément d'un pore droit vertical à section rectangulaire.

REMARQUE : Il serait évidemment possible de compliquer l'étude précédente en considérant les motifs exigeant un nombre de paramètres supérieurs à 2. Cependant, l'étude générale entreprise des motifs à 1 ou 2 paramètres va déjà nous permettre d'en tirer des conclusions très intéressantes.

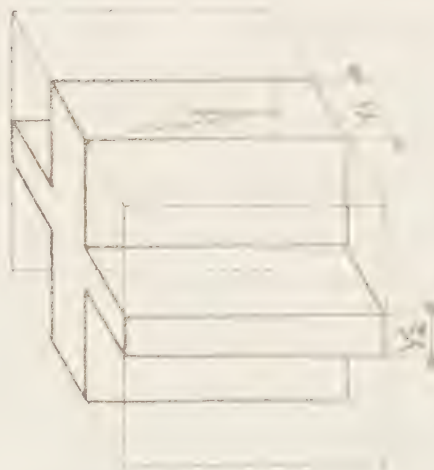
4 - TECHNIQUES EXPERIMENTALES de MESURE des CONDUCTIVITES des MODELES : RESULTATS EXPERIMENTAUX.

Après un bref rappel de l'équation de base de propagation du courant électrique, nous verrons successivement les techniques de fabrication et de mesure de conductivité des CAPOS et des GRAFIS. Nous terminerons par la technique particulière du papier conducteur. Dans chaque cas nous présenterons et discuterons les résultats expérimentaux.

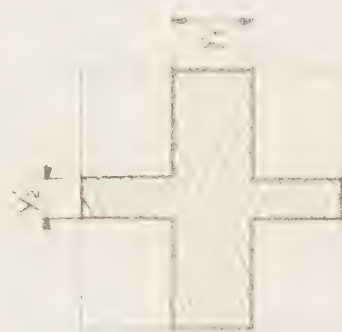
41 - Rappel de l'équation de LAPLACE

Un corps conducteur parcouru par un écoulement électrique

TEXTURE FIBREUSE ASYMETRIQUE



LAMES interconnaiss.



Coupe perpendiculaire
aux fibres

fig. II-10

présente une certaine répartition de la tension électrique $E(xyz)$. En appelant $\vec{j}(xyz)$, le vecteur densité de courant électrique et $\rho(xyz)$, la résistivité du conducteur au point considéré, on a les relations :

$$\vec{j} = -\frac{1}{\rho} \cdot \text{grad. } E$$
$$\text{div. } \vec{j} = 0$$

La tension E vérifie donc l'équation aux dérivées partielles :

$$\frac{\delta}{\delta x} \left(\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\delta E}{\delta x} \right) + \frac{\delta}{\delta y} \left(\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\delta E}{\delta y} \right) + \frac{\delta}{\delta z} \left(\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\delta E}{\delta z} \right) = 0$$

et si ρ est une constante :

$$\frac{\delta^2 E}{\delta x^2} + \frac{\delta^2 E}{\delta y^2} + \frac{\delta^2 E}{\delta z^2} = 0$$

Le potentiel électrique E est donc harmonique et il est entièrement déterminé à l'intérieur d'un domaine si l'on connaît les conditions aux limites, c'est-à-dire si l'on connaît le long de la frontière du domaine soit la valeur de E (condition de DIRICHLET), soit la valeur de sa dérivée $\frac{dE}{dn}$, prise normalement à sa frontière (condition de NEUMANN).

En appelant ξ , la fonction conjuguée de E , les lignes de courant sont représentées par $\xi(xyz) = \text{cte}$. Elles sont normales aux surfaces équipotentiellles définies par $E(xyz) = \text{cte}$.

Pour étudier la conduction électrique dans un domaine donné, on se fixera les conditions aux limites le long de sa frontière : certaines parties seront des surfaces équipotentiellles, alors que d'autres seront des lignes de courant. On ne s'intéressera pas à la répartition des lignes de courant et des surfaces équipotentiellles à l'intérieur du domaine, mais seulement à la conductivité résultante.

42 - Mesure de la conductivité électrique des CAPOS et des GRAFIS.

Il est logique d'admettre, sans grande erreur, que les parties conductrices des faces du cube élémentaire (de côté 1), sont des surfaces équipotentiellles. Dans ce cas, il suffit de mesurer la conductivité relative sur un seul motif élémentaire.

421 - Choix de la méthode :

Nous avons utilisé la méthode des modèles analogiques. Elle consiste généralement à réaliser le modèle en un matériau conducteur et à en mesurer la conductivité globale. Le problème important à résoudre est celui de la construction des modèles analogiques et réside particulièrement dans le choix du matériau conducteur à utiliser.

En principe, ce matériau conducteur doit posséder un ensemble de qualités que l'on trouve rarement réunies dans les produits courants. Ces qualités sont les suivantes :

- *qualités mécaniques :*
 - . facilement moulable
 - . facile à travailler (pour l'ajustage de la surface libre), par grattage ou par fraisage.
- *qualités électriques :*
 - . conducteur de l'électricité
 - . homogénéité et isotropie de la résistivité
 - . constance de la résistivité et possibilité de la mesurer.

Un tel matériau solide peut être obtenu en plâtre gâché à l'eau et encore frais. Mais, s'il possède certaines qualités : bon conducteur de l'électricité, facile à mouler et à travailler, son principal inconvénient, à savoir la variation de sa résistance

en fonction du temps, nous a conduit à rechercher une autre solution. Nous l'avons trouvée en utilisant une micro-cuve rhéoelectrique que nous avons réalisée au Laboratoire et qui constitue notre cellule de mesure.

422 - La cellule de mesure :

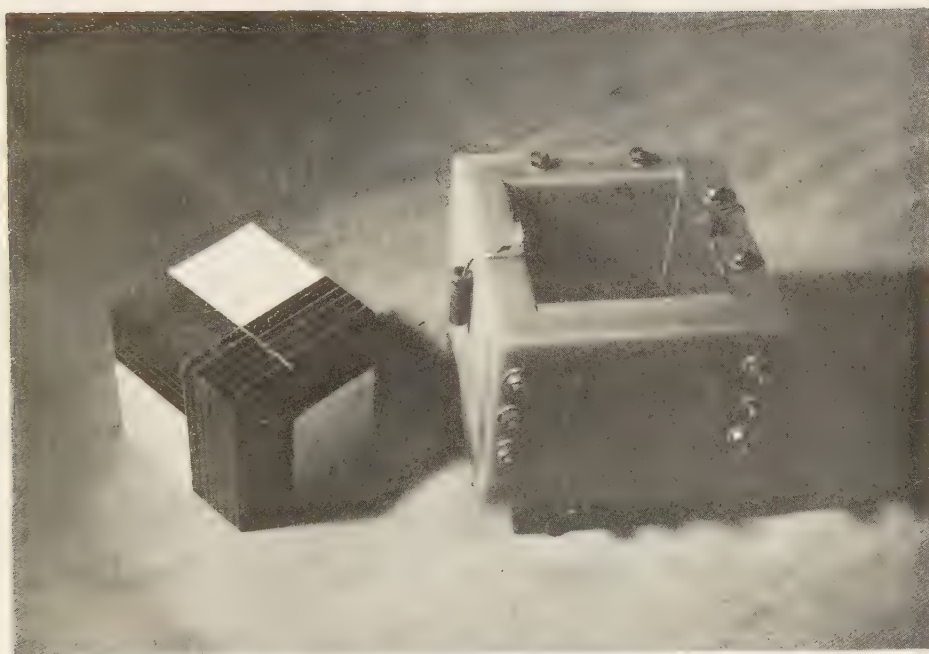
Elle est constituée d'un cube de 10 cm de côté, dont les parois sont en polychlorure de vinyle de 25 mm d'épaisseur (fig. II₁₁). Sur deux côtés opposés verticaux, sont collées deux plaques de cuivre qui seront les électrodes. La réalisation minutieuse de ce cube par fraisage le rend facilement démontable et remontable, étant certain de le retrouver toujours dans les mêmes conditions : distance inter-électrodes et volume interne constants. Cette cellule contiendra le motif élémentaire d'un CAPO ou d'un GRAFI. La condition aux limites est d'avoir 2 faces opposées du cube respectivement aux potentiels V_1 et V_2 . L'étude des éléments de symétrie du motif choisi nous conduit souvent à le simplifier. Ainsi, dans le cas d'un CAPO isotrope, d'un GRAFI isotrope, ou de la réticulation asymétrique des pores, nous n'avons utilisé que le huitième du motif qui possède encore deux faces opposées équipotentielles (fig. II₁₂). Dans chaque cas, c'est ce motif simplifié que nous avons réalisé et sur lequel les mesures ont été effectuées.

423 - Technique de fabrication des CAPOS et des GRAFIS :

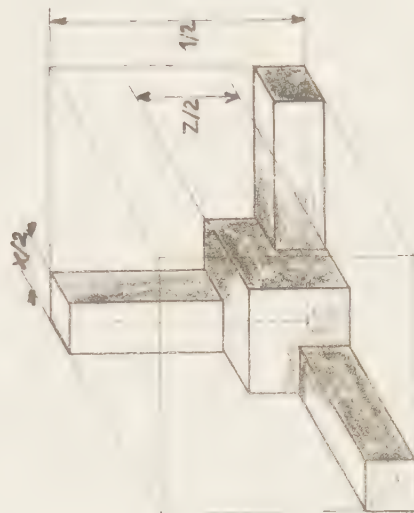
Les matériaux de base utilisés sont : le bois bakélisé PERMALI d'une part, qui a les qualités suivantes, essentielles pour l'étude : très bon isolant, insensible à l'eau et se travaillant bien par fraisage et la paraffine d'autre part.

- Réalisation des motifs GRAFI isotrope à 2 paramètres x' et z'

Chaque motif est composé d'un cube de côté $10.z'$ cm et de 3 prismes droits à base carrée de section $100.x'^2$ cm² et de hauteur



LA CELLULE DE MESURE:



MODELE SIMPLIFIE
pour l'ETUDE EXPERIMENTALE



MODELE GRAFI
ou CAPO - ISOTROPE

fig II-12

10.(1-z') cm : le cube et les prismes sont réalisés en bois PERMALI.

Autant de pièces qu'il était nécessaire ont été usinées à l'Atelier de l'Ecole Nationale Supérieure des Industries Chimiques. Ainsi, on a obtenu 9 cubes de côtés respectifs 1 cm ($z = 0,1$), 2 cm ($z = 0,2$)... 9 cm ($z = 0,9$). Pour chaque cube de côté 10 z' cm, on a trois prismes droits de hauteur 10(1-z') cm et dont le côté de la base carrée vaut respectivement 0,75 cm, 1 cm, 1,5 cm, 2 cm, 3 cm, ... 10 z' cm. L'ensemble constitue au total 195 pièces. En les assemblant, sans les coller, nous réalisons tous les motifs GRAFIS isotropes possibles, les paramètres x' et z' variant de 0 à 1.

- Réalisons des motifs CAPO isotrope à 2 paramètres x et z .

On a vu que chaque motif CAPO était le complément d'un motif GRAFI. Dans une cellule de mesure absolument identique à celle décrite plus haut, on place un motif GRAFI de paramètres x' et z' . On coule ensuite de la paraffine tout autour jusqu'à ce que la cellule soit pleine. Après refroidissement, un retrait de paraffine s'est formé sur la face supérieure. En ouvrant la cellule, la paraffine se décolle bien du polychlorure de vinyle, mais reste collée au bois bakélinisé. Pour éviter cet inconvénient, il suffit de vernir légèrement ce dernier. Après démoulage complet, le volume de paraffine constitue le motif CAPO de paramètres x et z recherché (fig. II₁₃).

REMARQUE : la fabrication des motifs de la réticulation asymétrique de pores s'effectue exactement de la même manière. Il suffit simplement de placer d'abord dans la cellule le motif de type GRAFI complémentaire au motif recherché.

424 - Technique de mesure de la conductivité électrique relative des GRAFIS et CAPOS

Les deux motifs GRAFIS et CAPOS, dont nous venons de décrire la réalisation, sont tous deux non conducteurs de l'électricité. Il



motif GRAFI ISOTROPIC
en bois bakéliné



motif CAPO ISOTROPIC
en paraffine

suffit donc de faire les mesures suivantes :

1 - la cellule de mesure étant remplie d'un liquide conducteur (eau de ville), nous mesurons, grâce à un ohmètre TACUSSEL, type CD 6, la résistance électrique r_0 entre les deux électrodes de cuivre et la résistivité ρ_0 de l'eau.

2 - On place dans la cellule de mesure le motif CAPO en paraffine et on complète avec de l'eau. On mesure de la même façon une résistance r pour une résistivité ρ de l'eau (fig. II₁₄). Le rapport de conductivité défini précédemment est :

$$C = \frac{c}{c_0} = \frac{\rho/r}{\rho_0/r_0}$$

et la fraction de volume conducteur est :

$$\epsilon = z^3 + 3x^2(1 - z)$$

3 - Le motif précédent est remplacé par son complément en bois bakélisé et on complète avec de l'eau. On mesure alors une résistance r' et une résistivité ρ' (fig. II₁₄).

Le rapport de conductivité correspondant est :

$$C' = \frac{c'}{c_0} = \frac{\rho'/r'}{\rho_0/r_0}$$

et la fraction de volume conducteur est

$$\epsilon' = 1 - \epsilon = 1 - z'^3 - 3x'^2(1 - z')$$

Etant donnée une valeur de z , ces expériences sont répétées pour chaque valeur de x telles que : $0 \leq x \leq z$.

- Précision des mesures . En répétant un certain nombre de fois les mêmes mesures, les résultats concordent à 2 % près, ce qui est très satisfaisant.

REMARQUES :

- nous avons utilisé, comme liquide conducteur, de l'eau de ville. En employant une solution plus conductrice, en l'occurrence une solution de sulfate de cuivre, la valeur du rapport $\frac{c}{c_0}$ obtenue est la même.

MESURE de la CONDUCTIVITE
ELECTRIQUE des CAPOS et
des GRAFIS ISOTROPES

couleur claire : phase isolante
couleur foncée :: phase conductrice

fig. N° 14



CAPO

GRAFI



- Il est heureux que le retrait de la paraffine s'effectue sur la face supérieure. La cavité laissée libre pour l'eau n'est donc aucunement altérée.

- La même technique expérimentale a été utilisée pour la mesure de la conductivité électrique de la réticulation asymétrique de pores parallèlement et perpendiculairement aux fibres. Nous n'avons toutefois pas mesuré la conductivité du modèle complémentaire.

- Cette technique appliquée à des cas particuliers de CAPOS et de GRAFIS peut être répétée intégralement pour les motifs à trois paramètres.

425 - Présentation et discussion des résultats

Nous verrons successivement le cas des CAPOS et GRAFIS isotropes, puis celui de la réticulation asymétrique de pores.

4251 - Conductivité des CAPOS et GRAFIS isotropes.

Sur la figure II₁₅ est reporté l'ensemble des résultats expérimentaux de conductivité relative en fonction de la porosité.

Le motif CAPO de paramètre x et z comprend deux cas particuliers intéressants à 1 paramètre (fig. II₁₆)

- $x = 0$: il correspond à une suspension de cubes conducteurs dans un milieu isolant : la conductivité est nulle et les points correspondants se situent sur l'axe des ϵ .

- $x = z$: il correspond à la réticulation isotrope des pores dont la courbe de même nom contient les points expérimentaux.

Cette courbe part de l'origine avec une pente de 0,33 et aboutit au point de coordonnées $\epsilon = 1$, $C = 1$ avec une pente égale à 1,7.

conductivité
relative C

CONDUCTIVITE RELATIVE des CAPOS ISOTROPES

— courbe de réticulation
isotrope de pores

--- courbe d'isostriction
 $\frac{x}{Z} = \text{cte}$

— courbe d'isocavernes
 $Z = \text{cte}$

0,75

0,5

0,25

fig. II-15

0,8

0,7

0,6

0,5

0,4

0,3

0,2

0,1

porosité ξ

0,9

0,8

0,7

0,6

0,5

0,75

0,5

0,25

CAS PARTICULIERS des MOTIFS
CAPO et GRAFI ISOTROPES

couleur claire : phase isolante
couleur foncée : phase conductrice

fig. II 16

RETICULATION ISOTROPE
de PORES $x = y$



SUSPENSION de CUBES CONDUCTEURS
 $x = 0$



SUSPENSION de CUBES ISOLANTS
 $x' = 0$



Pour obtenir son équation empirique (voir annexe II.4), nous avons d'abord supposé que toute la partie isolante était rassemblée au centre du motif élémentaire sous la forme d'un cube.

En admettant que les surfaces équipotentiellles sont des plans parallèles aux deux électrodes, on peut calculer la conductivité relative :

$$C'_1 = \frac{1 - (1-\epsilon)^{2/3}}{2 - \epsilon - (1-\epsilon)^{2/3}}$$

En réalité, elle est inférieure et il faut introduire un terme correctif $H_1(\epsilon)$ qui tient compte ici du changement de texture et de la courbure des surfaces équipotentiellles réelles soit :

$$C_1 = \frac{1 - (1-\epsilon)^{2/3}}{2 - \epsilon - (1-\epsilon)^{2/3}} \cdot H_1(\epsilon)$$

On obtient les valeurs suivantes :

$$\begin{aligned} H_1(\epsilon) &= 1,17.\epsilon + 0,5 & 0 < \epsilon < 0,10 \\ H_1(\epsilon) &= 0,39.\epsilon + 0,57 & 0,1 < \epsilon < 0,85 \\ H_1(\epsilon) &= 0,70.\epsilon + 0,3 & 0,85 < \epsilon < 1 \end{aligned}$$

REMARQUE : il eut été préférable de calculer la conductivité relative en supposant les surfaces équipotentiellles planes et parallèles aux électrodes, sur le modèle même de la réticulation isotrope de pores. Mais si l'on remarque que C'_1 et ϵ se calculent en fonction de x , il faut éliminer x entre les 2 équations $C'_1(x)$ et $\epsilon(x)$, pour obtenir la relation $C_1(\epsilon)$. Cette élimination n'est pas possible algébriquement si l'on garde la texture de réticulation isotrope des pores. Par contre, elle le devient pour une suspension de cubes, ce qui a motivé notre choix.

Dans le cas général $x \neq z$, les points se situent entre la courbe précédente et l'axe des ϵ , domaine dans lequel sont portés les deux réseaux de courbes :

- les courbes dites d'iso-cavernes pour lesquelles le volume z^3 des cavernes reste constant. Quand on se déplace sur une telle

courbe, pour des valeurs croissantes du diamètre "x" des pores, on part de l'état des cavernes isolées (conductivité nulle) jusqu'à atteindre l'état $x = z$ pour lequel les diamètres des pores sont égaux aux diamètres des cavernes (réticulation isotrope des pores). La courbe isocaverne est alors tangente à la courbe de réticulation symétrique des pores.

- Les courbes dites d' "iso-striction", pour lesquelles le rapport $\frac{x}{z}$ est constant : le long d'une telle courbe, le rapport du diamètre des pores au diamètre des cavernes reste constant : la porosité et la conductivité augmentent simultanément et de façon comparable. Lorsque $z \rightarrow 1$, c'est-à-dire lorsque $\varepsilon \rightarrow 1$, on aboutit à un point de discontinuité. Le milieu poreux n'est composé que de cavernes séparées par des parois très minces et percées de petits trous. La conductivité correspondante a été mesurée expérimentalement en utilisant la cellule de mesure remplie d'eau et dont une électrode est recouverte d'une feuille plastique adhésive, excepté sur la surface d'un carré de côté x.

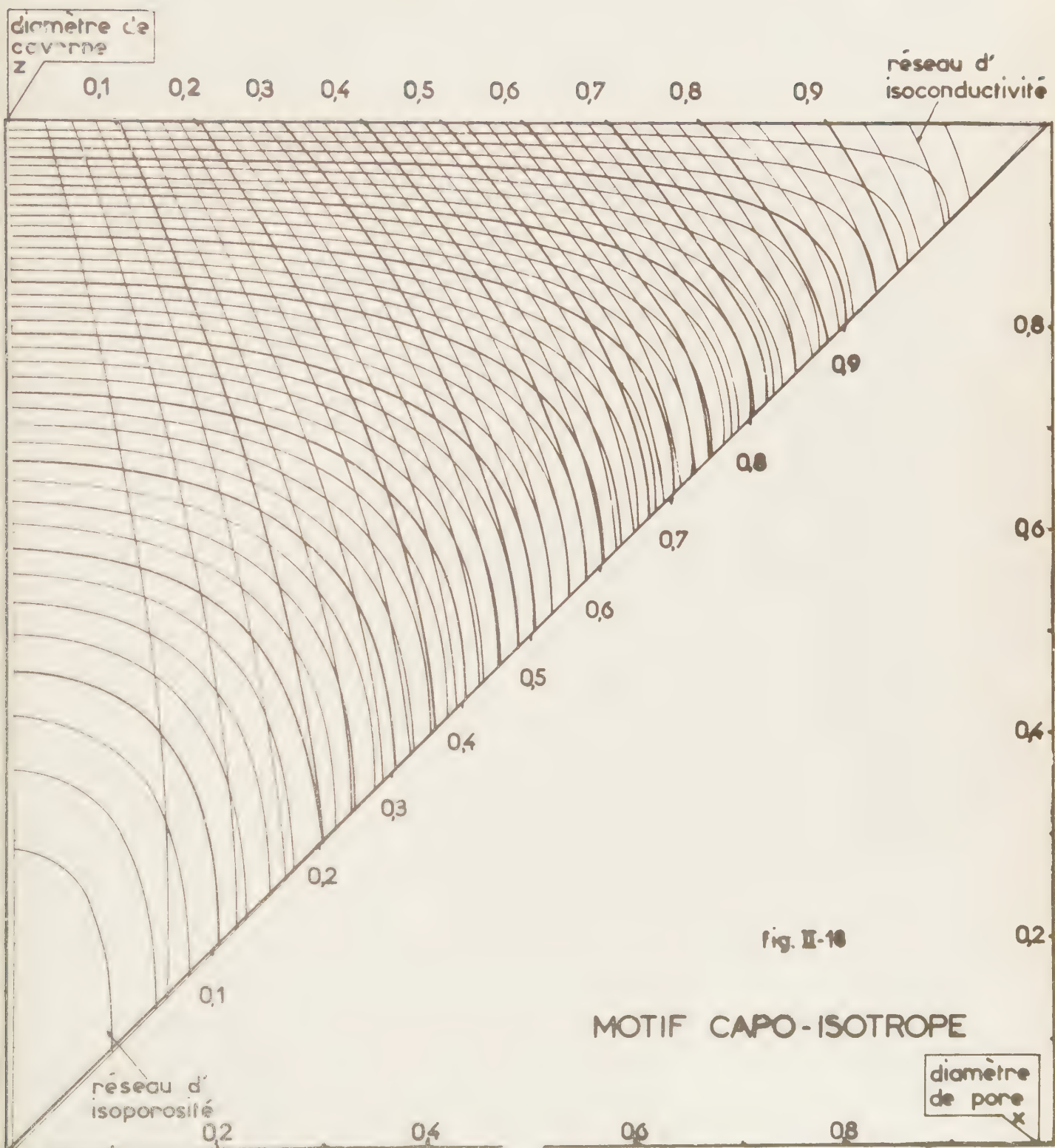
Sur la fig. II₁₇ est reportée la courbe obtenue pour les différents cas limites, x variant de 0 à 1.

A partir de l'ensemble de ces résultats, on a pu construire le diagramme de la figure II₁₈ contenant les deux réseaux de courbes d'isoconductivité et d'isoporosité en fonction des deux paramètres x et z. Le diagramme de la figure II₁₉ comporte un réseau de courbes d'isopourcentage de cavernes en fonction des deux mêmes paramètres x et z soit :

$$Ca = \frac{z^3}{z^3 + 3x^2(1-z)}$$

Ces diagrammes ont été utilisés pour l'interprétation des couples de déterminations expérimentales de la conductivité et de la porosité de milieux poreux isotropes de provenances diverses. Les conclusions correspondantes seront exposées dans le prochain paragraphe.





Le motif (GRAFI) comprend aussi deux cas particuliers (fig. II₁₆)

. $x' = 0$: la courbe des réseaux de grains isolés les uns des autres (dite encore courbe des suspensions) correspondant au modèle 2 de la figure II₄ (et également au modèle n° 3 du réseau isotrope de lames (fig. II₈) : Cette courbe part de l'origine avec une pente $\frac{2}{3}$ et aboutit au point de coordonnées $\epsilon' = 1$ et $C' = 1$ avec une pente de 1,4.

Son équation empirique obtenue par la même méthode que précédemment est la suivante :

$$C' = \frac{1 - (1 - \epsilon')^{2/3}}{2 - \epsilon' - (1 - \epsilon')^{2/3}} \cdot H'(\epsilon')$$

$$H'(\epsilon') = -0,18\epsilon' + 1 \quad 0 < \epsilon' < 0,45$$

$$H'(\epsilon') = 0,922 \quad 0,45 < \epsilon' < 0,80$$

$$H'(\epsilon') = 0,4\epsilon' + 0,6 \quad 0,80 < \epsilon' < 1$$

. La courbe de réticulation isotrope de fils pour laquelle les fils ont même diamètre que les grains : $x' = y'$ (voir modèle n° 1, fig. II₈) : On remarquera que la courbe de réticulation isotrope de fils n'est pas distincte de la courbe de réticulation isotrope de pores : elle constitue donc la frontière des domaines respectifs des GRAFIS et des CAPOS isotropes.

Le motif général ($x' \neq z'$) correspond à des points situés dans la bande étroite contenue entre les deux courbes limites précédentes (fig. II₂₀). C'est le domaine des GRAFIS isotropes. Il comprend deux réseaux de courbes :

. Les courbes d' "isograins" pour $z'^3 = \text{cte}$, correspondant à un volume constant des grains. Elles balayent transversalement le domaine des GRAFIS pour atteindre tangentiellement chacune des courbes limites.

. Les courbes d'isostriktion, pour $\frac{x'}{z'} = \text{cte}$, correspondant à un rapport constant du diamètre des grains, au diamètre des fils.

Ces courbes partent de l'origine pour aboutir au point de



fig. II-20

coordonnées $\epsilon = 1$, $C = 1$.

Pour ne pas surcharger la figure, nous n'avons reporté qu'une seule courbe : celle qui correspond à $\frac{x'}{z'} = 0,5$.

Afin de pouvoir interpréter comme précédemment pour les CAPOS, les résultats expérimentaux de mesure de la porosité et de la conductivité, nous avons construit le diagramme de la fig. II₂₁ comprenant les deux réseaux d'isoconductivités et d'isoporosités des GRAFIS en fonction des deux paramètres x' et z' .

Si le réseau d'isoconductivités est très différent du réseau correspondant des CAPOS isotropes, le réseau d'isoporosités est strictement le même, mais correspond à des porosités complémentaires de CAPOS. Les courbes d'isopourcentage volumique de grains sont identiques aux courbes d'isopourcentage volumique de cavernes pour les CAPOS isotropes (fig. II₁₉).

L'interprétation des résultats expérimentaux obtenus à partir de matériaux du type GRAFI, que nous ferons au prochain paragraphe, sera parfois relativement peu précise du fait de la grande similitude entre les courbes d'isoporosités et d'isoconductivités (fig. II₂₁).

REMARQUE : les deux motifs CAPO et GRAFI, répliqués l'un de l'autre, et qui ont été fabriqués en même temps, ont des porosités complémentaires ($\epsilon + \epsilon' = 1$), mais leurs conductivités quoique variant en sens inverse, ne sont pas reliées par une expression mathématique simple.

4252 - Conductivité de la réticulation asymétrique de pores (fig. II₂₂)

Ce modèle, à symétrie cylindrique, possède pour une porosité donnée, deux conductivités différentes : l'une parallèle aux grosses fibres soit $C_{//}$ et l'autre perpendiculaire à ces mêmes fibres, soit $C_{\perp}$

Ce modèle possède deux cas particuliers :

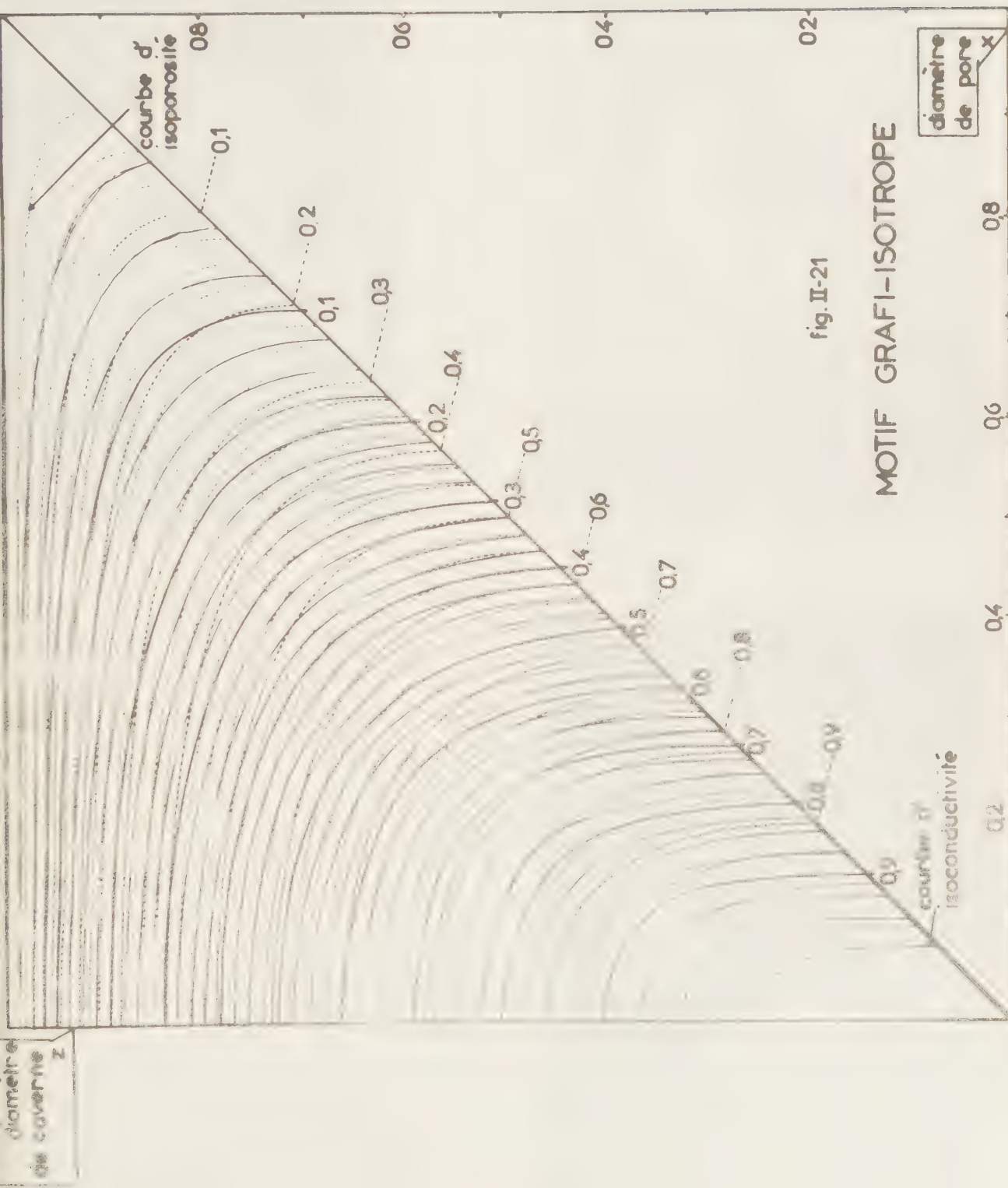


fig. II-21

MOTIF GRAFI-ISOTROPE

couleur claire : phase isolante
couleur foncée : phase conductrice

fig. II



CAS GENERAL $x' \neq y'$
 $C \parallel = C \perp$



CAS PARTICULIER PORES DROITS
NON INTERCONNECTES $x' = 0$
 $C \parallel = C' \quad C \perp$



CAS PARTICULIER RETICULATION ISOTROPE
des PORES $x' = y'$
 $C \parallel = C \perp$

. $x = y$: les deux conductivités $C_{//}$ et $C_{\perp}$ sont égales et portées en fonction de la porosité sur la fig. II₂₃, elles constituent la courbe de réticulation isotrope des pores dont nous avons déjà parlé.

. $x = 0$: le modèle correspondant se compose de filets droits non interconnectés :

- la conductivité parallèle $C_{//}$ égale à ϵ , est représentée par la première bissectrice,

- la conductivité perpendiculaire $C_{\perp}$ nulle, est représentée par l'axe des ϵ .

Dans le cas général, $x \neq y$ et sur la même figure II₂₃, nous avons reporté deux réseaux de courbes :

- les courbes à x constant : quand on augmente progressivement le diamètre y des pores d'interconnexion, pour un faisceau donné de pores principaux de diamètre x , le point représentatif de la conductivité parallèle décrit une courbe qui part de la première diagonale et aboutit sur la courbe de réticulation isotrope des pores. Simultanément, le point représentatif de la conductivité perpendiculaire décrit une courbe qui part de la valeur $C_{\perp} = 0$ et aboutit au même point de la courbe de réticulation isotrope.

- Les courbes à rapport $\frac{y}{x}$ constant : $\frac{y}{x}$ étant le degré d'interconnexion des pores.

Nous avons également établi deux autres diagrammes (fig. II₂₄ et II₂₅).

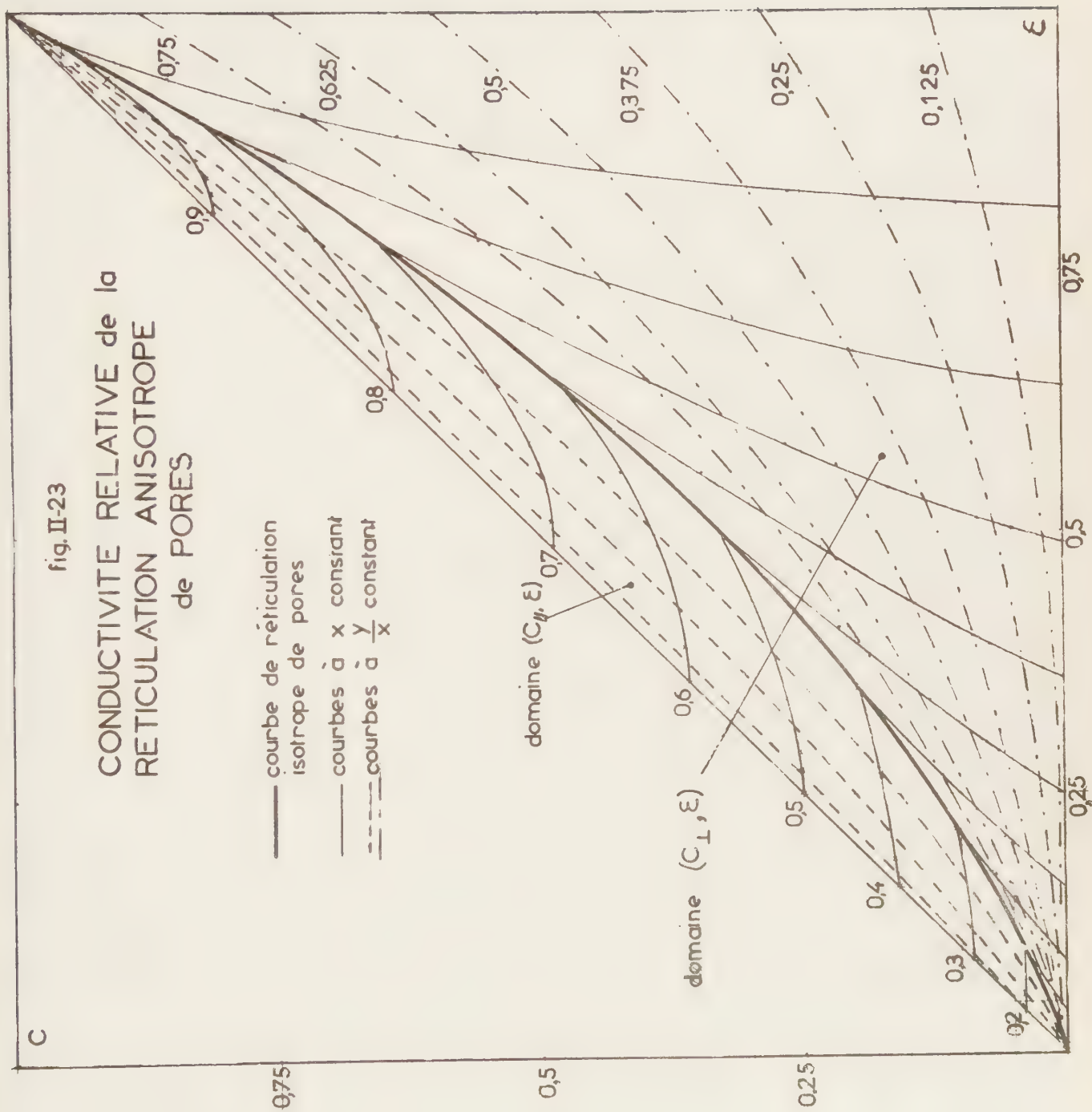
La figure II₂₄ présente les courbes d'isoconductivité parallèle et d'isoconductivité perpendiculaire en fonction des deux paramètres x et y .

La figure II₂₅ présente les courbes d'isoporosité et d'isopourcentage de volume, sous forme de "pores" x , en fonction des deux mêmes paramètres x et y :

fig. II-23

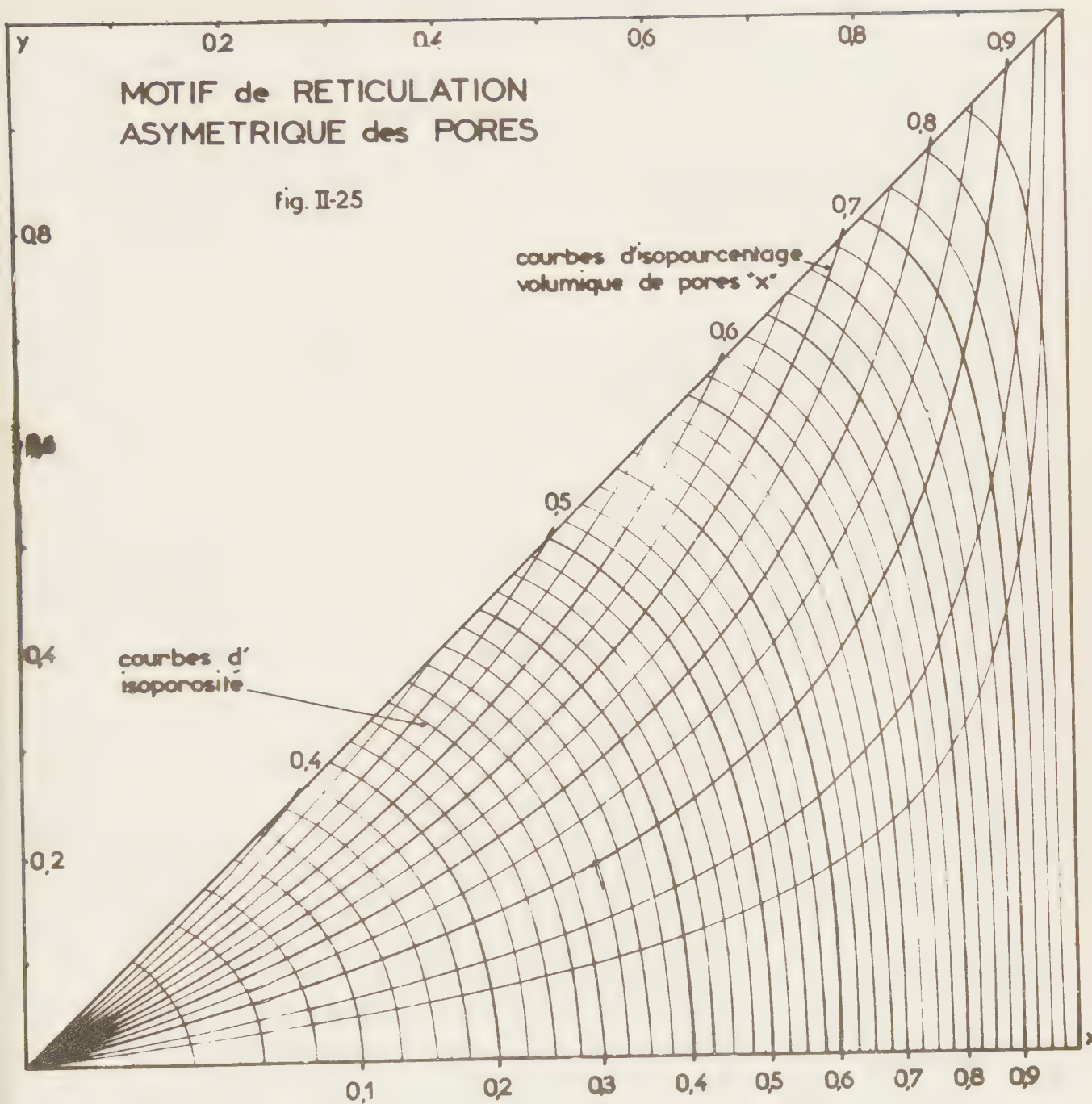
CONDUCTIVITE RELATIVE de la RETICULATION ANISOTROPE de PORES

- courbe de réticulation
isotrope de pores
- courbes à x constant
- - - courbes à $\frac{y}{x}$ constant



MOTIF de RETICULATION ASYMETRIQUE des PORES

fig. II-25



$$P_0 = \frac{x^2}{x^2 + 2y^2(1-x)}$$

Dans le dernier chapitre du présent travail, l'ensemble de ces résultats nous permettra de caractériser la texture des filets liquides s'écoulant dans une colonne à garnissage d'absorption gazeuse.

43 - Mesure de la conductivité électrique d'un modèle de texture fibreuse asymétrique (fig. II₆).

Comme nous l'avons déjà remarqué au paragraphe 323, la détermination des conductivités perpendiculaires aux fibres se ramène à un problème plan qui peut être traité par la technique du papier conducteur beaucoup plus rapide que l'emploi des modèles en bois et paraffine, technique très longue à mettre en oeuvre.

431 - Choix du matériau conducteur

L'étude des problèmes bidimensionnels conduit à réaliser des modèles analogiques à l'aide d'un conducteur plan. Ce dernier peut être liquide : c'est, dans ce cas, un électrolyte contenu dans une cuve rhéoelectrique de faible profondeur.

Il est toutefois plus rapide de découper le modèle analogique dans un conducteur solide, plan et mince, dont on rectifiera la forme par essais successifs. En 1935, R.D. WYCKOFF et D.W. REED préparèrent un papier spécial conducteur, en enduisant du bristol avec de l'"aquadag", et l'utilisèrent pour des problèmes d'infiltration (W5). La fabrication de ce papier semble néanmoins assez longue (enduit de douze à vingt couches d'"aquadag" à l'aide d'un vaporisateur).

Vers 1949, fut utilisé à l'Institut Blaise Pascal, pour l'étude de divers champs harmoniques, un papier conducteur vendu

dans le commerce sous le nom de papier "teledeltos" (M2). Ce papier présente sensiblement les qualités requises pour la confection des modèles analogiques. Son homogénéité et son isotropie, en ce qui concerne les caractéristiques électriques, sont suffisantes pour obtenir des résultats à quelques pour cents près. C'est ce papier que nous avons utilisé pour nos mesures. Il est constitué de deux feuilles collées avec un composé de graphite, une face est gris clair, l'autre gris foncé et métallisé. Ce conducteur étant d'une structure hétérogène en épaisseur, il n'est pas possible de définir sa résistivité, mais puisqu'il s'agit de problèmes plans, il suffit de connaître la résistance ρ d'un carré de papier entre deux côtés opposés. Pour le papier habituellement utilisé (qualité L) ρ a une valeur de l'ordre de 2 500 ohms. Cette valeur n'est qu'approximative, car ρ est influencé par la température et le degré hygrométrique, pouvant ainsi varier de quelques centaines d'ohms. Ces variations ne sont pas gênantes pour nous, car nous nous intéressons seulement au rapport $\frac{c}{c_0}$.

432 - Préparation des modèles :

Les modèles analogiques sont découpés suivant les formes imposées.

Les portions isolantes (conditions de NEUMANN) sont de simples coupures de papier. Les parties de la frontière où l'on doit imposer la valeur du potentiel (condition de DIRICHLET) peuvent être bordées d'électrodes de cuivre très minces. Pour cela, on sépare les deux feuilles constituant le papier teledeltos sur un ou deux cm de profondeur, à l'aide d'une lame de rasoir et l'on y glisse l'électrode. Les deux lèvres du papier sont recollées sur le cuivre à l'aide d'une colle spéciale conductrice (colle cellulosique additionnée de graphite et séchant très rapidement). On peut également coller directement l'électrode sur l'une ou l'autre face du papier, ce qui évite de l'ouvrir. Mais le collage doit être fait, dans ce cas, avec beaucoup de soin. On peut également peindre directement les électrodes sur le



papier à l'aide d'une peinture spéciale, à base d'argent (DEGUSSA argentine 200). Ce procédé très rapide est celui que nous avons employé.

433 - Technique de mesure :

Nos mesures ont été réalisées à l'Ecole Nationale Supérieure d'Electricité et de Mécanique, au Laboratoire de M. GUDEFIN, où existait déjà le matériel nécessaire à cette étude.

Ayant découpé un carré de 20 cm sur 20 cm, et peint les deux côtés opposés, nous mesurons la conductivité électrique correspondante soit c_0 . Puis nous découpons le papier sur une largeur $20(1-y_1)$ cm et une profondeur $20(1-y_2)$ cm. La fraction de surface conductrice est alors $\epsilon = y_1 + y_2 - y_1 \cdot y_2$. La conductivité mesurée est Cy_1 (fig. II_{26a}). Cette technique est répétée pour les valeurs de y_2 variant de 0 à y_1 . Pour obtenir la conductivité Cy_2 , il suffira de répéter la même expérience, mais en découpant le papier sur une largeur $20(1-y_2)$ cm et une profondeur $20(1-y_1)$ cm (fig. II_{26b}).

434 - Présentation et discussion des résultats :

La figure II₂₇, présente les résultats expérimentaux :

La conductivité parallèle aux fibres est évidemment donnée par $C = \epsilon$, ($\epsilon = y_1 + y_2 - y_1 \cdot y_2$). Les points sont situés sur la première bissectrice.

Les conductivités perpendiculaires aux fibres sont représentées par des points situés dans deux domaines distincts du diagramme, selon qu'il s'agit de conductivités mesurées parallèlement aux fentes larges ou aux fentes minces.

Nous y avons porté les deux réseaux de courbes, à y_1 constant.

Ces deux réseaux de courbes vont se rejoindre sur une courbe unique correspondant à $y_1 = y_2$. Cette courbe est relative au modèle de la texture fibreuse à fentes égales croisées, que nous avons défini sur la figure II₅.

...



MESURE des CONDUCTIVITES PERPENDICULAIRES aux FIBRES

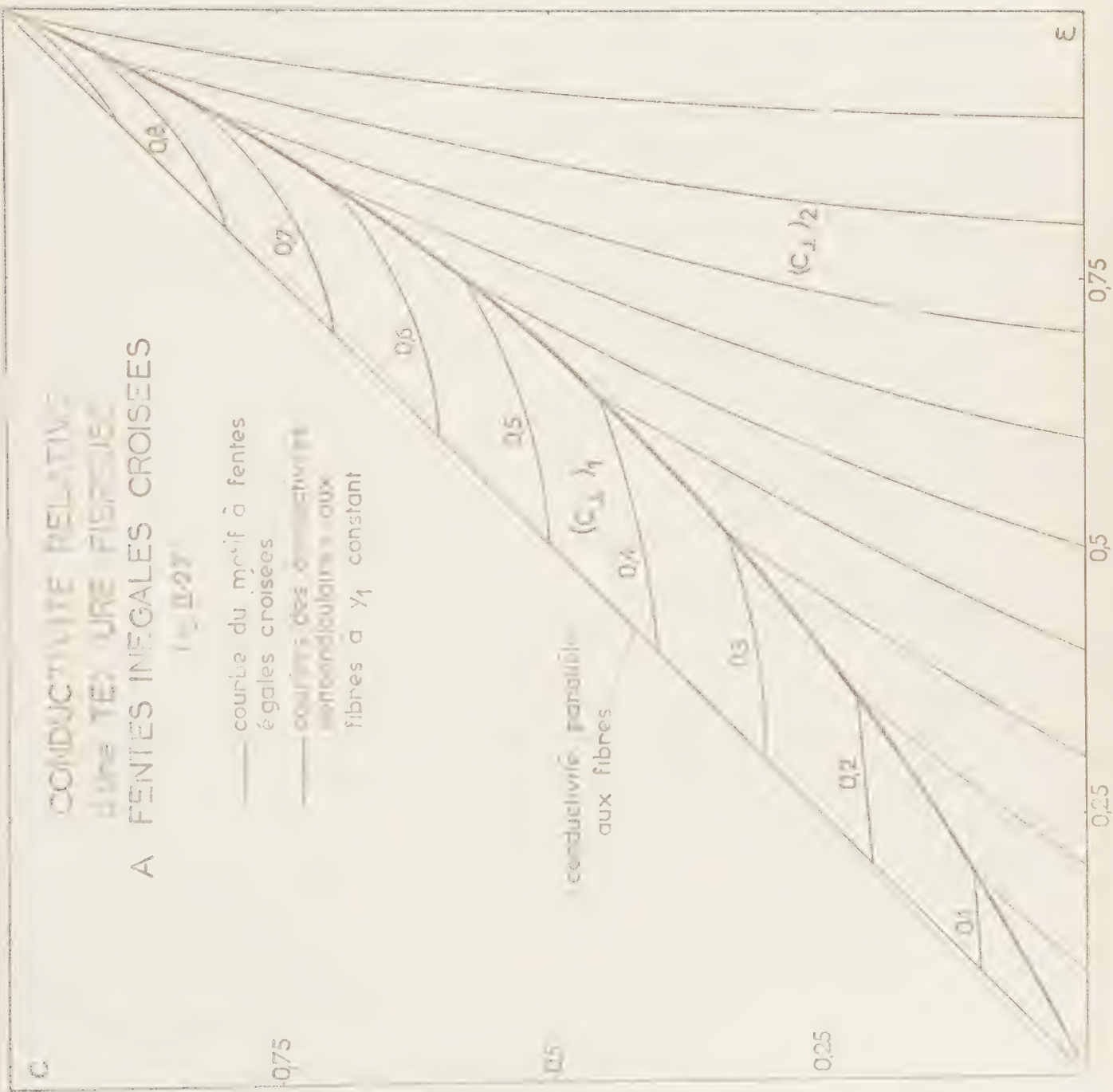
fig.II-26

CONDUCTIVITE RELATIVE A FENTES INEGALES CROISEES

Fig. II-27

- courbe du motif à fentes
 égales croisées
- courbes des conductivités
 parallèles aux
 fibres à γ_1 constant

conductivité parallèle
 aux fibres



Son équation empirique est obtenue suivant la même méthode que précédemment (voir Annexe II.4).

On suppose d'abord la texture restant inchangée, que les surfaces équipotentiellles sont des plans parallèles aux électrodes : la conductivité relative calculée est alors :

$$C'_2 = \frac{1 - (1-\epsilon)^{1/2}}{2 - (1-\epsilon)^{1/2} - \epsilon}$$

En réalité, la conductivité est plus faible et nous introduirons un terme correctif $H_2(\epsilon)$ tel que :

$$C_2 = \frac{1 - (1-\epsilon)^{1/2}}{2 - (1-\epsilon)^{1/2} - \epsilon} \cdot H_2(\epsilon)$$

$H_2(\epsilon)$ ayant les valeurs suivantes :

$H_2(\epsilon) = -0,25 \epsilon + 1$	$0 < \epsilon < 0,5$
$H_2(\epsilon) = 0,88$	$0,5 < \epsilon < 0,8$
$H_2(\epsilon) = 0,67\epsilon + 0,33$	$0,8 < \epsilon < 1$

Elle part de l'origine avec une pente $\frac{1}{2}$ pour atteindre le point $C_2 = 1$, $\epsilon = 1$ avec une pente de 1,67.

Cette texture de fentes égales croisées joue, pour les textures fibreuses, un rôle analogue à la réticulation isotrope de pores dans le cas des textures isotropes, définies au paragraphe 321.

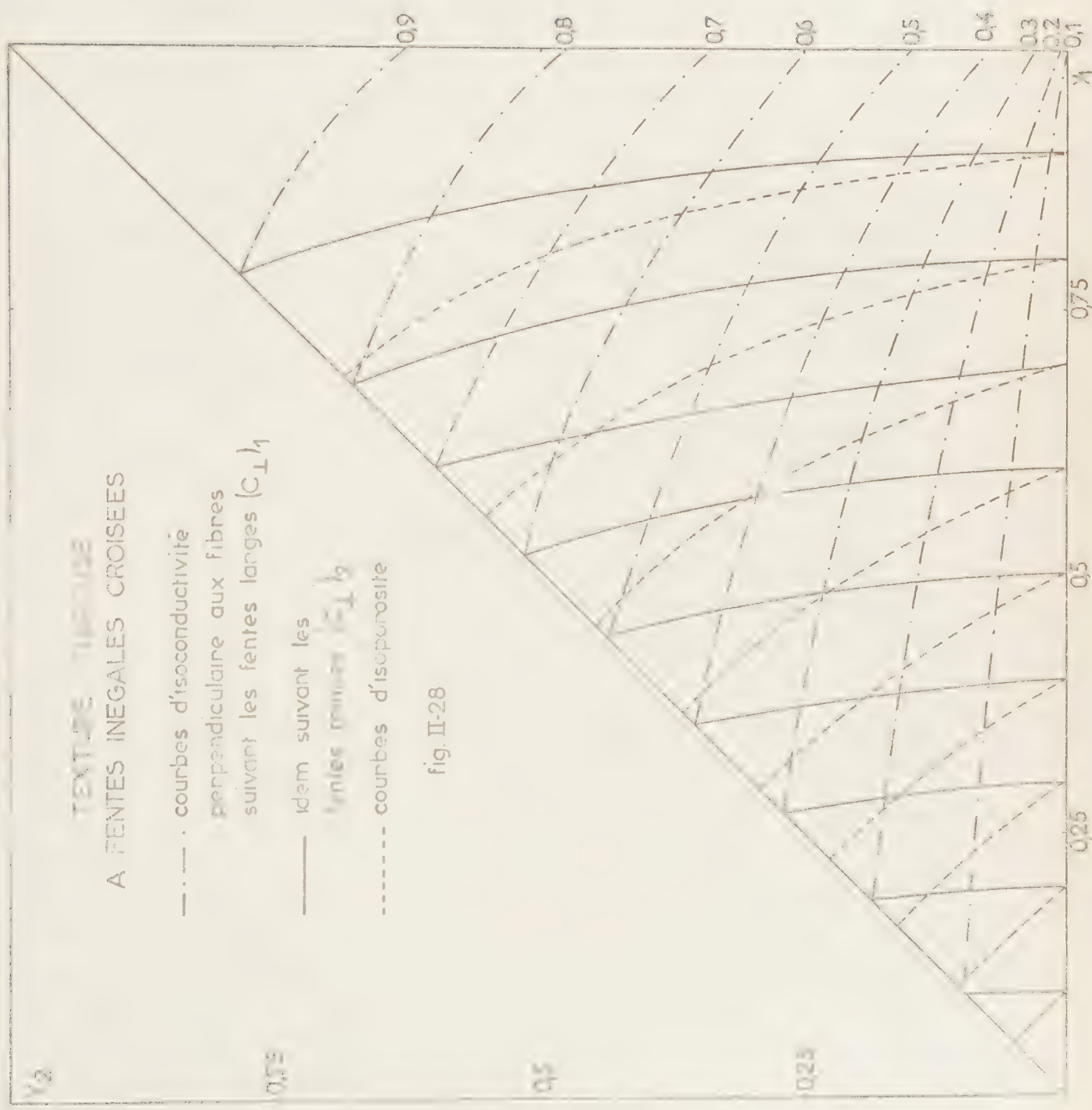
Dans la pratique, on pourra utiliser ce diagramme pour des mesures faites sur des empilements de fibres textiles, des coupes d'un papier, ou d'un tissu filtrant par exemple. Il sera alors aisé de déterminer y_1 et y_2 à partir de la connaissance de Cy_1 , Cy_2 et ϵ en utilisant la figure II₂₈ donnant le réseau d'isoconductivités et d'isoporosités en fonction des deux paramètres y_1 et y_2 .

Nous utiliserons ce modèle dans le chapitre suivant, pour rendre compte de l'écoulement liquide sous forme de films dans un garnissage.

TEXTURE T1100102 A PENTES INEGALES CROISEES

- .-.- courbes d'isoconductivité
- perpendiculaire aux fibres
- suivant les fentes larges $(C_L)_1$
- idem suivant les
- fentes minces $(C_L)_2$
- courbes d'isoperosité

fig. II-28



44 - Critère de concavité - convexité

441 - Considérations générales

En plus des renseignements fournis par les mesures précédentes de conductivité, il est intéressant de caractériser les modèles du type CAPOFE et GRAFILA par des critères de concavité et convexité des surfaces séparant les deux phases : solide et poreuse. Mais, avant de considérer les modèles eux-mêmes, il convient de bien préciser la nature et les différents aspects de ce problème.

La surface qui sépare la phase solide et la phase poreuse d'un milieu réel quelconque, est, on le conçoit, très tourmentée et comporte :

- 1 - des parties biconvexes (surface des grains)
- 2 - des parties biconcaves (surface des cavernes)
- 3 - des parties cylindro-convexes (surface des fils)
- 4 - des parties cylindro-concaves (surface des pores)
- 5 - des parties concavo-convexes.

Pour caractériser l'importance relative des surfaces convexes et concaves, nous considérerons la variation de surface du milieu poreux, quand on enlève uniformément une couche d'épaisseur constante de cette surface (combustion, sublimation, dissolution).

En effet, imaginons un matériau poreux consommable, par exemple un lit de combustible. Nous supposerons que la vitesse spécifique de consommation de ce matériau est constante : l'épaisseur de la couche enlevée, en chaque point de la surface, par unité de temps, est constante. Nous nous posons le problème de savoir comment évoluent le volume et l'aire totale internes d'une masse donnée de ce matériau.

Si le matériau n'est constitué que d'une collection de domaines convexes indépendants, l'aire de surface ne peut que diminuer à mesure

Si le matériau est consommé. Par exemple, la figure II₂₉ présente la coupe d'un faisceau de fibres cylindriques jointives en empilage carré. Sa porosité initiale est 0,215 et l'aire de la surface interne diminue linéairement de la valeur S_0 jusqu'à zéro quand la porosité croît de 0,215 à 1.

Si, au contraire, le matériau est une seule phase continue percée de domaines poreux indépendants à surfaces concaves, l'aire de cette surface ne peut qu'augmenter, du moins jusqu'à ce que les domaines poreux s'interconnectent. Ensuite, la surface interne diminuera comme dans le cas précédent. A titre d'exemple, la même figure (II₂₉) présente la section d'un matériau idéal qui serait percé d'un faisceau de pores cylindriques disposés régulièrement en quadrillage carré et tel que la porosité initiale est la même que dans le cas précédent, soit 0,215.

On vérifiera aisément que l'aire de la surface interne croît d'abord de la valeur de 0,52 S_0 jusqu'à la valeur maximale S_0 quand la porosité ϵ vaut 0,785 (correspondant à l'interconnexion des pores). Ensuite, la surface diminue rapidement jusqu'à zéro.

Dans le cas général d'un matériau consommable, constitué par l'enchevêtrement de domaines de phases de formes variées partiellement interconnectées, l'aire interne pourra augmenter ou diminuer suivant l'importance relative des surfaces convexes et concaves (fig. II₃₀).

Nous nous proposons d'appeler indice de concavité le gradient :

$$I_c = - \frac{dS}{dV} = \frac{dS}{d\epsilon}$$

V étant le volume qui reste à brûler et ϵ la porosité.

Ce gradient est positif si le volume poreux est limité par davantage de surfaces concaves que de surfaces convexes. Sa valeur maximale serait : $I_c = \frac{2}{R_c}$, dans le cas-limite où le volume poreux ne serait constitué que de cavernes sphériques de rayon R_c . Au contraire I_c est négatif dans le cas d'un excès de surfaces convexes et sa valeur minimale est $I_c = \frac{-2}{R_G}$

Fig. 11-29

EVOLUTION DE LA SURFACE INTERNE d'un MATERIAU CONSOMMABLE

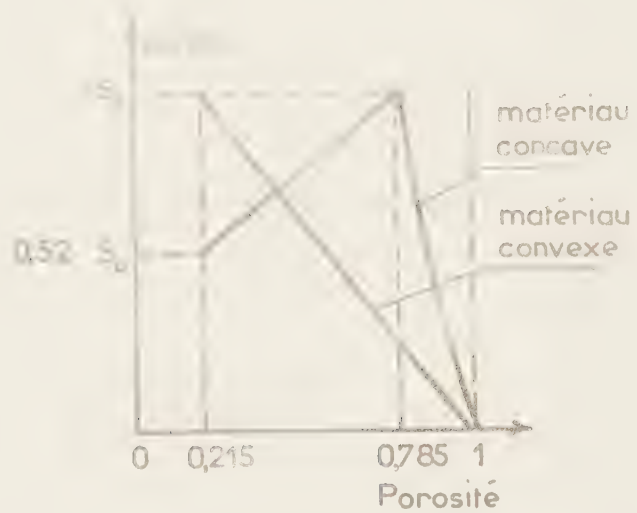
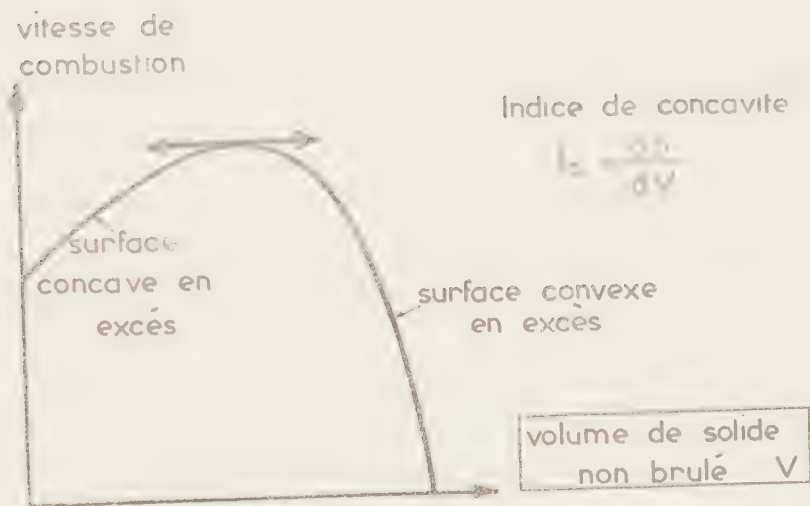


fig. II-30

VITESSE de COMBUSTION d'un MATERIAU SOLIDE



dans le cas-limite où le matériau n'est constitué que de grains sphériques de rayon R_G .

L'expérience montre que la vitesse de combustion de nombreux matériaux poreux passe effectivement par un maximum correspondant à l'interconnexion des pores et donc au changement de signe de l'indice de concavité. Nous n'avons toutefois trouvé aucune référence d'auteur qui ait cherché à approfondir l'aspect "géométrique" de ce phénomène. Il convient cependant de signaler les travaux relatifs aux formes à donner aux canaux de combustion dans les blocs de propergols solides destinés à la propulsion des fusées : les sections de ces canaux sont des polygones étoilés. En modifiant les dimensions relatives des branches de ces polygones, on peut facilement rendre l'indice de concavité positif ou négatif et par conséquent, la vitesse globale de combustion croissante ou décroissante.

442 - Indice de concavité des CAPOS et des GRAFIS isotropes

Définissons de la même façon les indices de concavité des CAPOS et des GRAFIS isotropes.

La surface de ces deux modèles a la même expression, soit :

$$S = 3(z^2 - x^2) + 6x(1 - z) \text{ pour le modèle CAPO}$$

$$S = 3(z'^2 - x'^2) + 6x'(1 - z') \text{ pour le modèle GRAFI.}$$

Supposons que pendant le temps dt , la surface S soit uniformément "pelée" sur une épaisseur $de = vdt$: les dimensions x et z du volume poreux d'un CAPO augmentent de l'incrément : $dx = dz = de$, alors qu'inversement les dimensions x' et z' du volume solide d'un GRAFI diminuent du même incrément : $dx = dz = de$.

Nous pouvons en déduire la variation correspondante de surface dS et par conséquent l'indice de concavité :

- Cas des CAPOS isotropes :

La porosité ϵ étant donnée par :

$$\epsilon = z^3 + 3x^2(1 - z)$$

l'indice de concavité est :

$$I_c = \frac{dS}{d\epsilon} = \frac{2(1 - 2x)}{z^2 - x^2 + 2x(1 - z)}$$

- Cas des GRAFIS isotropes :

La porosité ϵ est :

$$\epsilon = 1 - z'^3 - 3x'^2(1 - z')$$

et l'indice de concavité prend la valeur :

$$I'_c = \frac{dS}{d\epsilon} = \frac{2(1 - 2x')}{- [z'^2 - x'^2 + 2x'(1 - z')]}$$

Dans les deux cas, le dénominateur de est positif, car la porosité est une fonction croissante du temps. On constate alors que, pour tous les modèles CAPOS et GRAFIS, l'indice de concavité s'annule pour $x = 0,5$. Il est positif pour $x < 0,5$ et négatif pour $x > 0,5$.

Il est remarquable que, seul le diamètre des pores (ou des fils) intervienne ; le signe de l'indice de concavité est indépendant du diamètre des cavernes (ou des grains).

Nous avons reporté sur le diagramme des conductivités (fig. II₃₁) la courbe $x = 0,5$ que nous appellerons : courbe de "neutralité de courbure" des CAPOS et des GRAFIS.

Elle ne correspond pas à la courbe de réticulation isotrope des pores (comme on aurait pu le penser à priori), mais partage chacun des domaines des CAPOS et des GRAFIS en deux sous-domaines.

Dans l'un, le milieu est à prédominance concave (sa surface augmente par consommation de solide). Dans l'autre, le milieu est à prédominance convexe (sa surface diminue par consommation du solide).

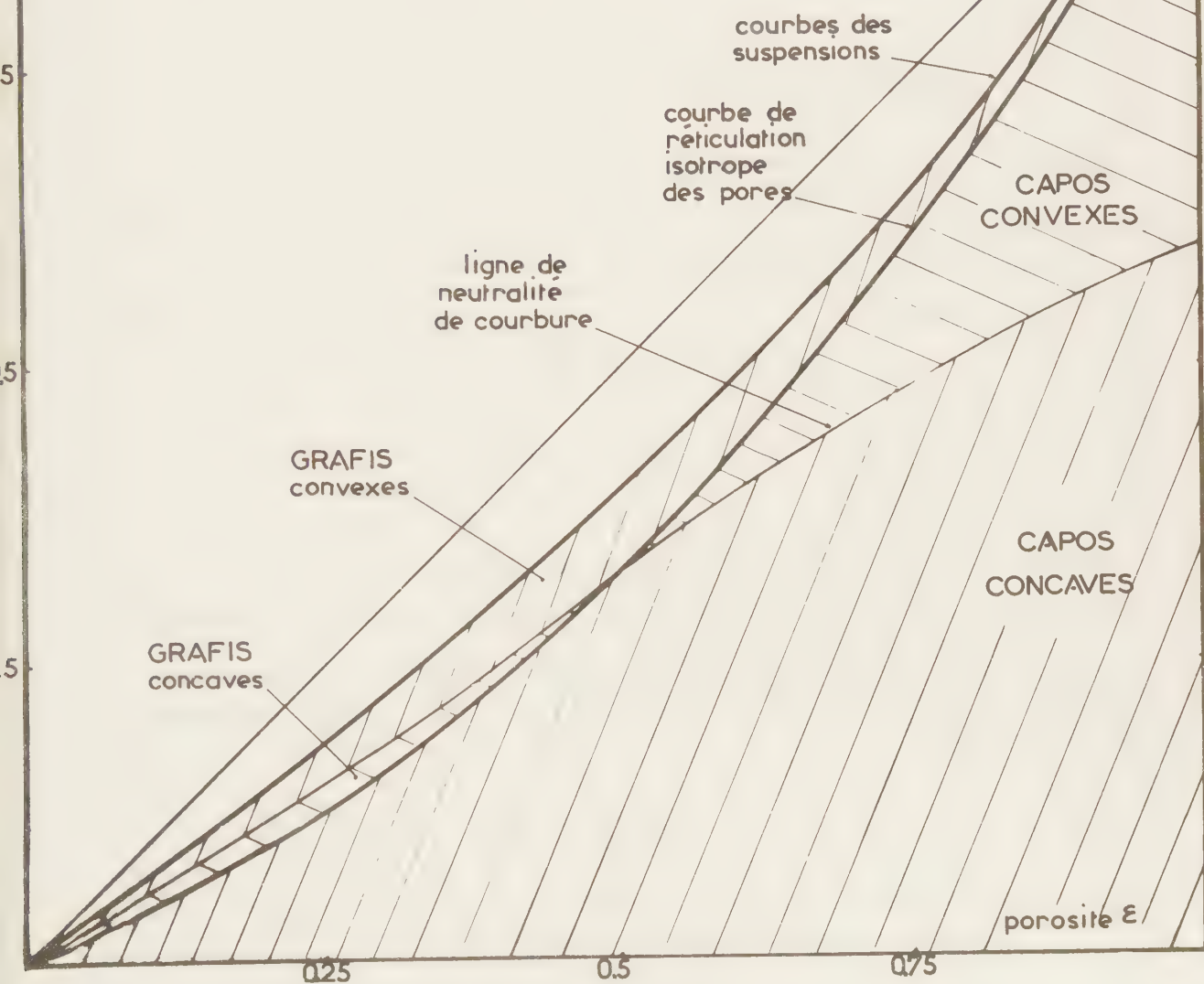
REMARQUE : La limite des domaines de concavité et convexité correspondant à $x = 0,5$ n'est pas une propriété générale : elle est liée à la forme carrée ou cubique des pores et des cavernes.

A cet effet, nous avons calculé l'indice de concavité pour un CAPO dont la caverne serait une sphère et dont les pores cylindriques

conductivité
relative C

fig. II-31

DOMAINES des CAPOS
et GRAFIS CONCAVES
ou CONVEXES



auraient une section circulaire. Nous avons seulement limité notre calcul au cas où $\frac{x}{z} < 0,5$.

$$I_c = \frac{dS}{d\epsilon} = \frac{\pi \left[3(z-x) \left(\frac{z-x}{z+x} \right)^{1/2} + 3-4z \right]}{d\epsilon}$$

La courbe de "neutralité de courbure" a pour équation :

$$9(z-x)^3 - (4z-3)^2(z+x) = 0$$

443 - Indice de concavité des textures fibreuses

Nous avons de même calculé l'indice de concavité pour les textures fibreuses.

- Pour la réticulation asymétrique de pores (motif 4 de la figure II₅), on calcule :

$$I_c = \frac{dS}{d\epsilon} = \frac{3 - 2x - 4y}{x(1 - 2y) + y(2 - y)}$$

La courbe de "neutralité de courbure" a pour équation :

$$4y + 2x = 3$$

Nous l'avons de même reportée sur la figure II₃₂, dans chacun des domaines de la conductivité parallèle et perpendiculaire aux fibres.

- Pour une texture fibreuse asymétrique, le réseau de fentes de largeurs différentes y_1 et y_2 (fig. II₆) l'indice de concavité est donné par :

$$I_c = \frac{-4}{2 - y_1 - y_2}$$

La surface est toujours décroissante par consommation de solide. Il n'existe pas de courbe de "neutralité de courbure".

conductivité
relative C

fig. II-32

DOMAINES CONCAVE
et CONVEXE de la RETICULATION
ANISOTROPE des PORES

0,5

courbe de
reticulation
isotrope des pores

ligne de
neutralité
de courbure

TEXTURE
CONVEXE

0,5

$(C_{//}, \epsilon)$

0,25

TEXTURE
CONCAVE

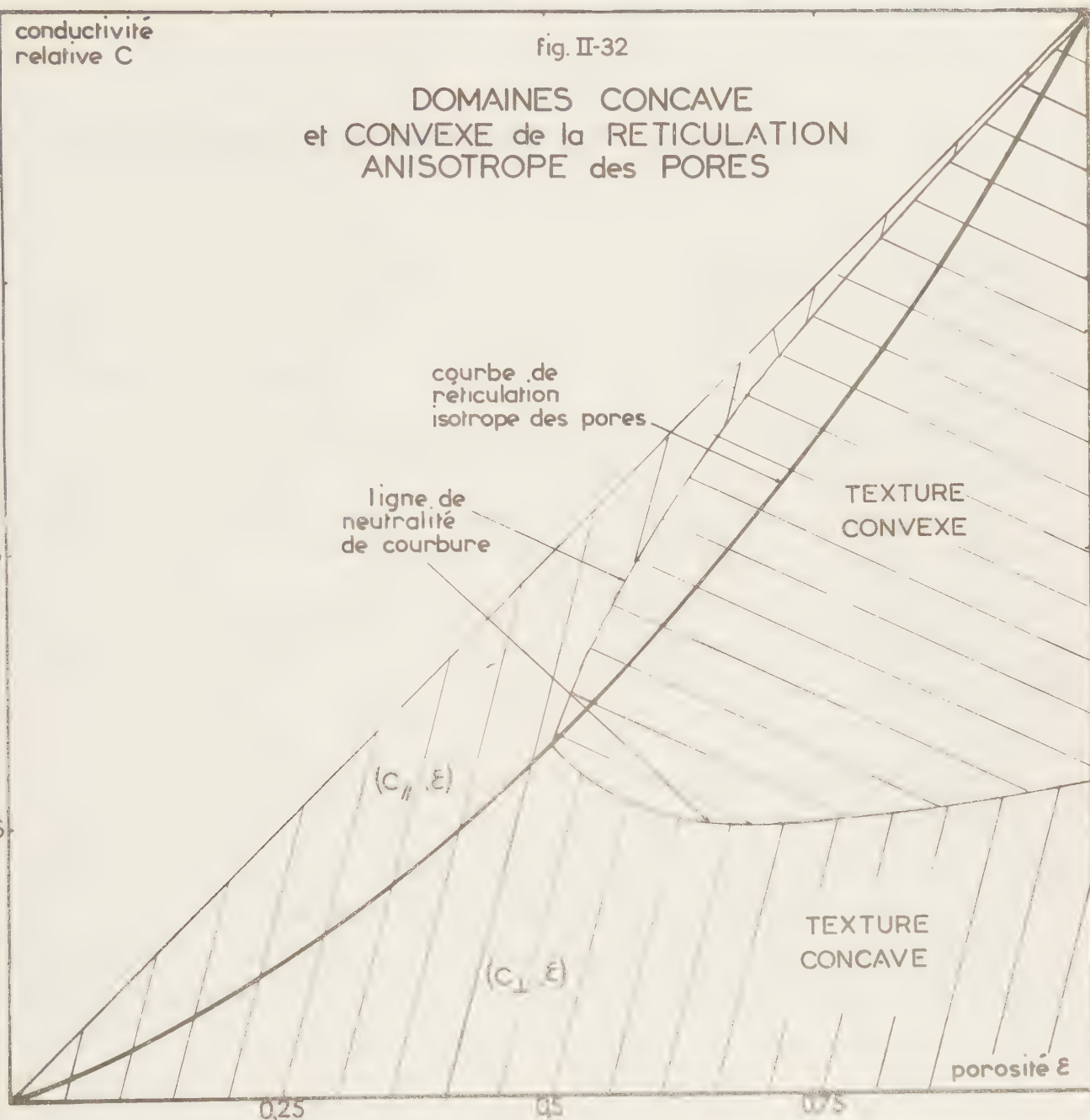
$(C_{\perp}, \epsilon)$

porosité ϵ

0,25

0,5

0,75



5 - COMPARAISON AVEC des MESURES EFFECTUEES sur MILIEUX POREUX NATURELS

Grâce à l'abondance des résultats précédents, il est maintenant possible de faire correspondre une texture à un couple de déterminations expérimentales de porosité et de conductivité effectuées sur un milieu diphasique quelconque.

Nous nous proposons donc de reprendre les résultats de la littérature et de les interpréter à l'aide des motifs à empilements cubiques précédemment définis. Nous nous limiterons pour cela aux textures isotropes qui constituent d'ailleurs la très grande majorité de ces résultats.

Nous commencerons d'abord par comparer la formule d'ARCHIE ainsi que les formules relatives aux suspensions avec celles qui correspondent aux deux motifs isotropes à un paramètre : la réticulation isotrope de pores et la suspension de cubes isolants.

Nous verrons ensuite que les milieux naturels peuvent être correctement représentés par des motifs CAPO s'ils sont consolidés et par des motifs GRAFI s'ils sont désagrégés.

Nous déterminerons dans chaque cas, les valeurs x et z des paramètres, le coefficient de striction $\frac{x}{z}$, et le pourcentage volumique de vide sous forme de caverne ou de solide sous forme de grains, suivant le cas.

51 - Comparaison avec les formules antérieures

Nous avons vu précédemment que la formule la plus connue et encore la plus employée était celle d'ARCHIE.

$$C = r^m$$

$m \approx 1,3$ pour des milieux désagrégés

$1,8 < m < 2$ pour des milieux consolidés

Sur la figure II₃₃, nous avons reporté les courbes correspondantes et les deux courbes : des suspensions d'une part et de réticulation isotrope des pores d'autre part.

Pour $m \approx 1,3$, la courbe est assez proche de celle des suspensions. Pour $m \approx 1,8$, la courbe, d'abord très éloignée de la courbe de réticulation symétrique s'en rapproche pour des porosités supérieures à 0,75.

On remarquera en particulier les pentes de ces différentes courbes lorsque la porosité tend vers 1 :

1,3 ou 1,8 pour les courbes d'ARCHIE

1,4 et 1,7 pour les courbes des suspensions et de réticulation isotrope. Ces pentes sont à rapprocher de celles des courbes relatives à des suspensions :

- $\frac{5}{3} = 1,67$ lorsque les particules sont du type "aiguille". Dans ce cas, la texture de la suspension est tout-à-fait analogue à celle de la réticulation isotrope des pores.

- 1,5 pour des particules sphériques.

Il est intéressant de comparer les résultats relatifs à une suspension de cubes et ceux relatifs à une suspension de sphères.

Sur la figure II₃₄, nous avons reporté quelques courbes de la littérature (valable pour une suspension de sphères), nos points expérimentaux relatifs à une suspension de cubes, et ceux de COEURET et LE GOFF (C4) obtenus récemment sur une suspension de sphères par une méthode expérimentale identique à la nôtre.

Les différentes courbes se superposent mal.

Celle de SLAWINSKI conduit manifestement à des valeurs de conductivité trop faibles. Il en est de même pour celle de BRUGGEMAN, bien que l'écart

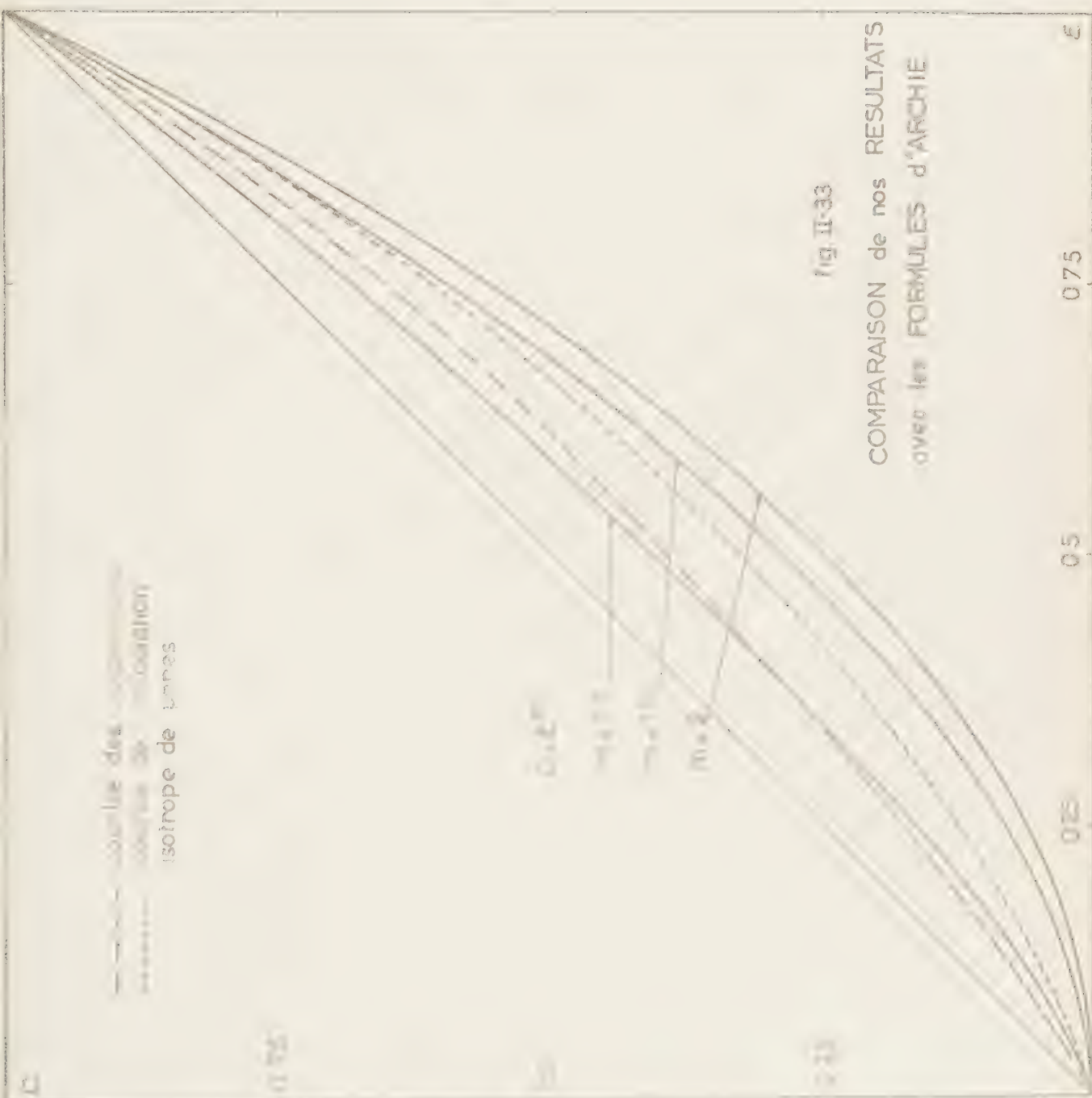


Fig. II-33

COMPARAISON de nos RESULTATS
avec les FORMULES d'ARCHIE

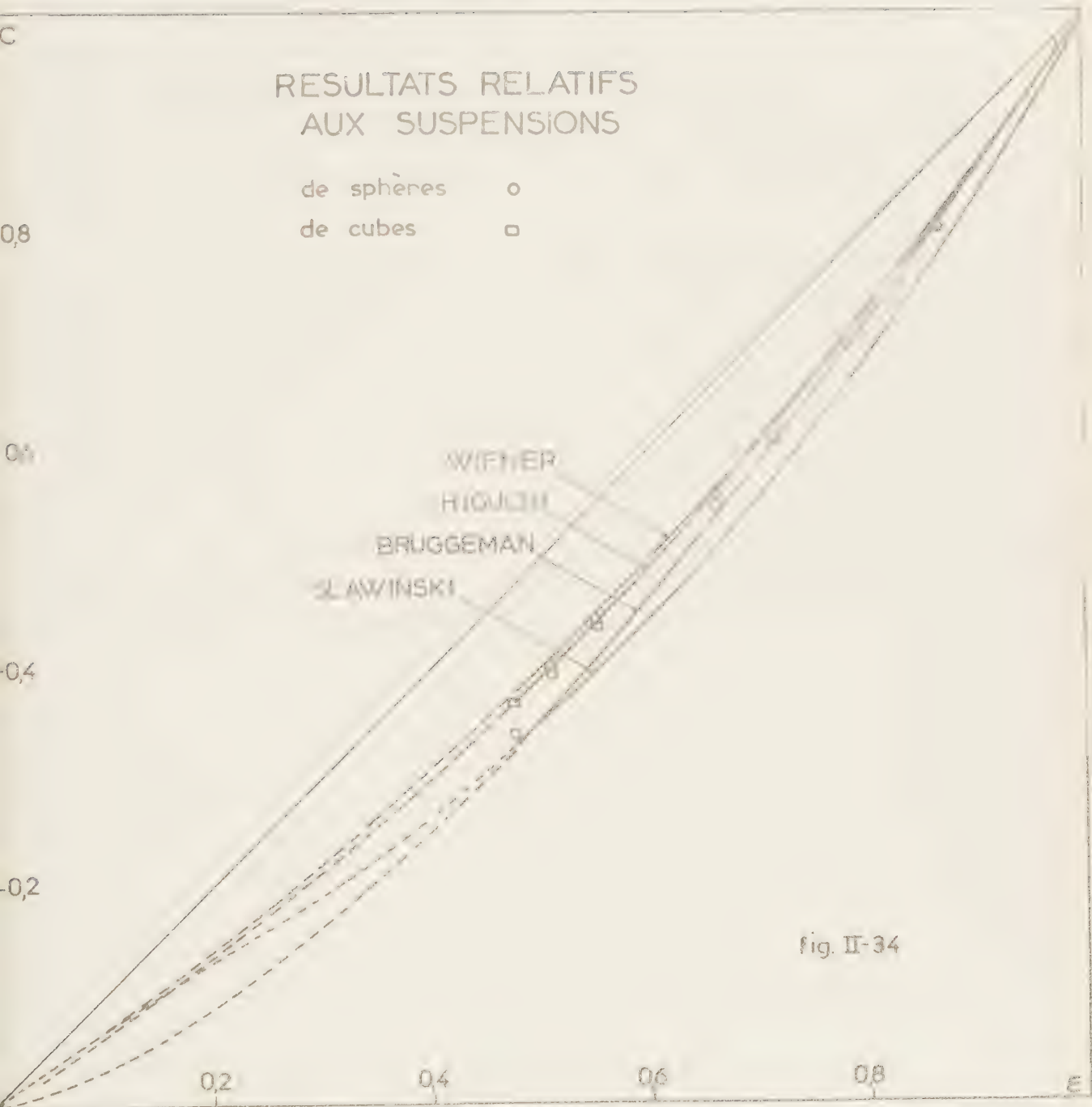


fig. II-34

soit plus faible. Par contre, les résultats expérimentaux pour une suspension de sphères sont en bon accord avec la courbe d'HIGUCHI dans un grand domaine de porosité, la courbe de WIENER étant elle-même très voisine. L'accord est moins bon pour les porosités inférieures à 0,5 et supérieures à 0,9 environ. Dans ce dernier domaine en particulier, il semble que toutes les courbes expérimentales conduisent à des valeurs de conductivité trop faibles.

En comparant nos résultats expérimentaux relatifs aux sphères et aux cubes, on s'aperçoit que pour $\epsilon > 0,5$ environ, les valeurs de conductivité pour des sphères sont, à porosité égale, voisines, mais toujours supérieures à celles des cubes. Pour $\epsilon < 0,5$ elles deviennent rapidement inférieures pour correspondre à la limite aux empilements de sphères. Ces considérations seront ultérieurement plus amplement développées dans la thèse de COEURET.

Nous allons voir maintenant que le modèle des CAPOS et GRAFIS distingue beaucoup mieux que les formules empiriques d'ARCHIE les milieux désagrégés des milieux consolidés.

52 - Comparaison des milieux consolidés et désagrégés aux modèles CAPOS et GRAFIS.

Un milieu consolidé, de par sa nature, est constitué essentiellement de cavernes reliées par des pores. Il est caractérisé par la forme de sa phase poreuse et il doit donc logiquement pouvoir se représenter par un motif CAPO. Au contraire, un milieu désagrégé est un empilement de grains de formes diverses qui se caractérise d'après sa phase solide. Il doit en conséquence pouvoir se représenter par un motif GRAFI. Afin de confirmer ces hypothèses, nous avons reporté sur la figure II₃₅ un certain nombre de résultats de la littérature, relatifs à des milieux consolidés ou désagrégés.

REMARQUE : certains de ces résultats n'ont pas été obtenus par conductivité électrique, mais par diffusion. Nous ne les avons pas distingués des autres car la diffusion relative ainsi mesurée est égale à la conductivité relative.

521 - Cas des milieux consolidés :

De porosité faible, généralement inférieure à 0,35, ces milieux pour la plupart constitués de grès naturels, d'alundum ou pyrex fritté (voir tableau II₁), conduisent à des résultats qui sont, comme nous l'avons pressenti, en grande majorité placés dans le domaine des CAPOS. Sur 45 valeurs reportées, 4 seulement sont situées au-dessus de la courbe de réticulation isotrope des pores. Dans 88 % des cas, un milieu consolidé peut se représenter par un motif CAPO.

522 - Cas des milieux désagrégés

Ce sont de loin les plus nombreux. On les distinguera suivant leurs porosités :

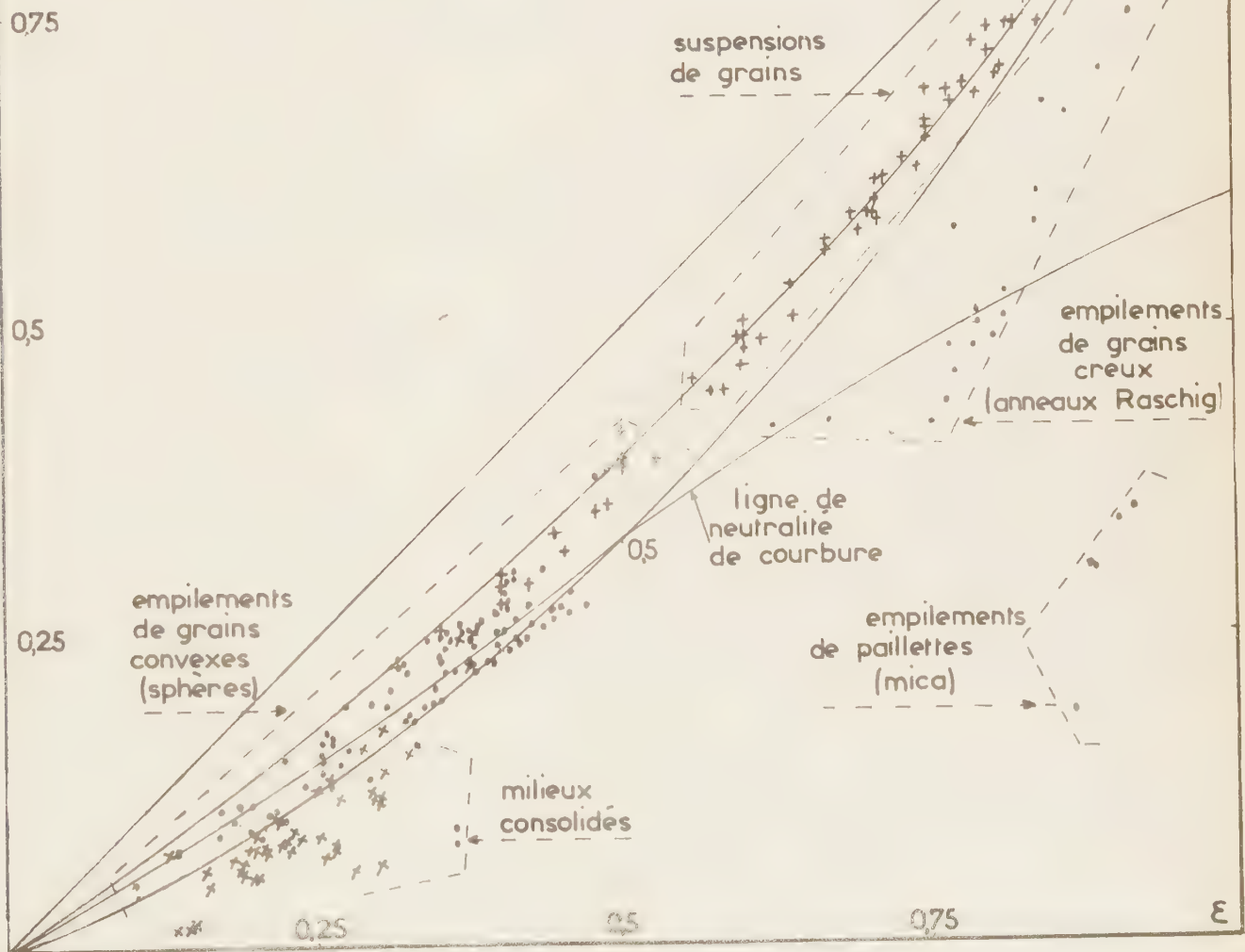
1 - Porosités faibles et moyennes : $\epsilon < 0,5$

Elles ont été obtenues, en général, avec des empilements très divers de particules convexes : sphères, sables, ou mélanges (tableau II₁).

C

fig. II-35

COMPARAISON des MILIEUX NATURELS
CONSOLIDES et DESAGREGES aux
MODELES CAPOS et GRAFIS



Sur 118 valeurs reportées, 19 seulement se trouvent situées en-dehors du domaine des GRAFIS. Dans 85 % des cas, un milieu désagrégé de porosité inférieure à 0,5 peut être représenté par un motif GRAFI. Sur les 15 % restants, 10 % diffèrent de moins de 5 % du domaine des GRAFIS.

2 - grandes porosités : $\epsilon > 0,5$

Pour obtenir un lit de grande porosité avec un ensemble de particules solides, plusieurs solutions sont possibles :

- si les particules sont convexes, il est nécessaire d'expanser le lit, c'est-à-dire réaliser des suspensions ou un lit fluidisé, sans quoi les particules se touchent et la porosité ne peut être qu'inférieure à 0,5.

- Si les particules sont concaves, possèdent des trous par exemple, il ne sera pas nécessaire d'expanser le lit pour avoir une grande porosité. Celle-ci sera obtenue simplement en empilant les particules.

On trouve ces deux sortes de texture dans la littérature et les résultats correspondants sont portés sur la figure II₃₅ (voir aussi tableau II₁). Ils se trouvent distribués principalement en trois zones distinctes :

- *la zone des suspensions* : représentant les résultats de SLAWINSKI (réf. 37) et DEWIVES de l'Institut Français du Pétrole (réf. I-1) pour diverses suspensions de particules qui sont pratiquement des sphères. Les points correspondants se trouvent en majorité un peu au-dessus de la courbe des suspensions obtenue avec une répartition de cubes, si la porosité est supérieure à 0,60.

Pour une porosité inférieure, les points traversent progressivement la courbe des suspensions pour arriver dans le domaine des GRAFIS et rejoindre ainsi, à la limite, le domaine des empilements de sphères.

Ces résultats sont tout-à-fait en accord avec la courbe expérimentale des suspensions de sphères obtenue par COEURET et LE GOFF et dont nous avons déjà parlé.

Il serait intéressant d'entreprendre ultérieurement une étude systématique de l'influence de la forme de la particule sur la conductivité, pour une porosité donnée. Il apparaît déjà, en effet clairement, que la courbe des suspensions de sphères (réparties aux noeuds d'un réseau à maille cubique) ne coïncide pas avec son homologue pour les cubes dans un large domaine de porosité.

- La zone des empilements d'anneaux Raschig, de kieselguhr et de kaolin : les points correspondants se trouvent en-dessous de la courbe de réticulation isotrope des pores. Ils correspondent donc à des motifs CAPOS, ce qui paraît normal.

- La zone de la poudre de mica : dont les points se rapportent à des conductivités très faibles. Le motif correspondant est un CAPO à fort coefficient de striction. Ce résultat paraît normal si les lames de micas sont orientées au hasard. Néanmoins, PENMAN (P3) et CURRIE (C3) qui effectuèrent les mesures, soulignent les difficultés rencontrées pour les obtenir ainsi.

L'ensemble de ces résultats est tout-à-fait comparable à ceux que vient d'obtenir le Docteur D. A. ROSE par diffusion gazeuse (I2).

REMARQUE : il n'est pas rare de trouver dans la littérature que le facteur de tortuosité de lits de particules convexes varie peu autour de la valeur 1,5. Il est très facile de le vérifier à l'aide de nos résultats. D'après ce qui précède, ces lits de particules ont des porosités, en général comprises entre 0,15 et 0,5. Les points correspondants représentés sur le diagramme (C, ϵ) (fig. II-35), se situent dans le domaine étroit des GRAFIS. Le facteur de tortuosité T donné par le rapport $\frac{\epsilon}{C}$ (voir paragraphe II-221) est aussi l'inverse de la pente qui joint l'origine au point considéré. Il est donc, pour une porosité donnée, compris entre deux valeurs extrêmes obtenues lorsque le point représentatif se trouve sur l'une ou l'autre des deux courbes limites. Dans le domaine considéré, le facteur T est compris entre 1,3 et 2,2 vérifiant ainsi les observations antérieures.

53 - Caractérisation d'un milieu poreux

En fait, le modèle des CAPOS et GRAFIS nous permet une interprétation beaucoup plus poussée des résultats expérimentaux précédents. A partir d'un couple de déterminations expérimentales de la porosité et de la conductivité d'un milieu poreux réel, il est possible, en reportant le point de coordonnées C, ϵ correspondant, sur les figures II-18 et II-21, d'en déduire les deux paramètres x et z , le coefficient de striction $s = \frac{x}{z}$ et dans le cas d'un motif CAPO le pourcentage volumique de porosité sous forme de cavernes :

$$Ca = \frac{z^3}{z^3 + 3x^2(1-z)}$$

Dans le cas d'un GRAFI, Ca représente le pourcentage volumique de solide sous forme de grains.

Sur le tableau II-1, nous avons reporté les résultats de cette interprétation en laissant toutefois de côté les suspensions de sphères.

Ces résultats se présentent sous une forme relativement dispersée même pour un type de milieu bien particulier. Il est alors bien difficile de trouver une cause à cette dispersion, car nous n'avons que très peu de renseignements sur chacun des milieux considérés par les différents auteurs.

On peut cependant faire les quelques remarques suivantes :

- milieux consolidés : ils sont, pour la plupart, caractérisés par une texture de petits pores ($0,2 < x < 0,3$) reliant des cavernes de diamètre double ($Z \approx 0,5$). Leur indice de concavité est positif, traduisant ainsi une texture concave.

- Milieux désagrégés : pour un empilement au hasard de sphères isométriques, le pourcentage volumique de fils (*) est faible, généralement de l'ordre de 0,05 à 0,10. Il représente en quelque sorte les points de con-

(*) Le pourcentage volumique de fils est défini par le complément à 1 du pourcentage volumique de grains Ca .

tact entre les sphères. Il est intéressant de voir comment varie cette grandeur pour un mélange binaire de sphères. Sur la figure II-36, nous avons reporté les résultats de BENAÏM et LE GOFF (réf. B3), pour le mélange de sphères de 4,75 mm et 0,95 mm. Le pourcentage de fils présente un maximum qui correspond approximativement au minimum de porosité du mélange. Cela signifie qu'en ce point, les petites sphères constituent un nombre maximum de "ports" entre les grosses sphères. Le mélange a une texture faiblement granulaire pour devenir une texture filaire, le coefficient α présentant alors un maximum.

BENAÏM poursuit actuellement au Laboratoire des recherches dans ce domaine et ces notions seront développées ultérieurement dans sa thèse.

Contrairement aux sphères, les anneaux Raschig, les poudres de kieselguhr et de kaolin, ont une texture caverneuse qui atteint son maximum pour la poudre de mica. Cette texture est, en quelque sorte, la texture complémentaire de celle des sphères. Or, nous avons relaté dans le premier chapitre, les différences de perte de charge observées sur des empilements de sphères ou d'anneaux Raschig. Cette différence de texture nous en donne sans doute la raison.

Le modèle de KOZENY, et par conséquent la relation d'ERGUN, ne semblent valables que pour des GRAFIS de faible porosité. Ils ne sont pas valables pour les CAPOS et ceci d'autant plus qu'on se rapproche de l'axe des α pour de grandes valeurs de la porosité. Une nouvelle théorie devra donc être faite pour les remplacer.

On a là un exemple de renseignements que peut fournir le modèle proposé. Ils constituent des informations nouvelles qui seront très utiles pour de nombreuses techniques relatives à l'étude des milieux poreux : la filtration, le colmatage des milieux filtrants, l'étude par pression capillaire, la perméabilité etc...

MELANGE BINAIRE
de SPHERES (0,95-4,75 mm)
d'après BENAÏM & LE GOFF
(B 3)



6 - C O N C L U S I O N :

Ce travail, en fait, ne constitue pas une fin en soi. Il devra être poursuivi en effectuant notamment des mesures systématiques de porosité et de conductivité sur des empilements très divers de particules et de mélanges de particules connues afin d'en déduire la texture correspondante. Pour chaque empilement, on mesurera de même sa perméabilité dont la valeur pourra conduire à la connaissance de la dimension absolue du motif élémentaire.

Le milieu poreux étant alors très bien caractérisé à l'échelle microscopique, il sera possible de prévoir, ou en tous cas de mieux comprendre, le mécanisme des phénomènes divers (échange de chaleur, de matière et de quantité de mouvement) dont il est si fréquemment le siège dans de nombreuses opérations industrielles.

- T A B L E A U II₁ -

INTERPRETATION des MESURES de CONDUCTIVITE
et de POROSITE pour DIVERS MILIEUX REELS

- MILIEUX CONSOLIDES -

Nature du milieu	Réf.	porosité	conductivité relative	type du milieu GRAFI CAPO	x	z	s	C
<u>formations</u>	P11	0,220	0,102	+	0,27	0,47	0,574	0,472
<u>géologiques</u>	P11	0,30	0,116	+	0,257	0,604	0,425	0,737
"	P11	0,26	0,135	+	0,663	0,700	0,947	0,465
"	P11	0,23	0,062	+	0,186	0,568	0,327	0,803
"	P11	0,25	0,128	+	0,326	0,326	1	0,139
"	P11	0,19	0,069	+	0,20	0,51	0,392	0,693
"	P11	0,16	0,062	+	0,21	0,44	0,477	0,535
<u>Alundum</u>	W9	0,258	0,072	+	0,20	0,59	0,339	0,807
"	W9	0,254	0,088	+	0,234	0,566	0,413	0,718
"	W9	0,265	0,084	+	0,223	0,58	0,384	0,757
"	W9	0,262	0,076	+	0,218	0,584	0,373	0,770
"	W9	0,236	0,087	+	0,238	0,536	0,444	0,661
"	W9	0,294	0,125	+	0,278	0,585	0,475	0,675
"	W9	0,232	0,092	+	0,250	0,52	0,481	0,610
<u>Pyrex</u>	K3	0,470	0,275	+	0,424	0,66	0,642	0,612
<u>fritté</u>	W9	0,298	0,123	+	0,274	0,592	0,463	0,693
"	W9	0,303	0,175	+	0,544	0,810	0,672	0,759
"	W9	0,304	0,141	+	0,306	0,564	0,543	0,594
"	W9	0,268	0,119	+	0,280	0,540	0,518	0,593
"	W9	0,366	0,247	+	0,320	0,836	0,383	0,921
"	W9	0,325	0,156	+	0,302	0,584	0,517	0,636
"	W9	0,374	0,227	+	0,390	0,550	0,709	0,448
"	W9	0,286	0,161	+	0,358	0,400	0,895	0,217
<u>grès divers</u>	W9	0,200	0,08	+	0,240	0,480	0,500	0,552
"	W9	0,198	0,08	+	0,242	0,470	0,515	0,527
"	W9	0,225	0,085	+	0,232	0,530	0,438	0,662
"	W9	0,226	0,079	+	0,224	0,536	0,418	0,688
"	W10	0,128	0,076	+	0,560	0,932	0,601	0,927
"	W10	0,163	0,050	+	0,190	0,460	0,413	0,625

Nature du milieu	réf.	porosité	conductivité relative	type du milieu GRAFI CAPO	x	z	s	C
grès divers	W10	0,181	0,071	+	0,225	0,465	0,484	0,553
(suite)	W10	0,195	0,072	+	0,220	0,495	0,444	0,623
	W10	0,205	0,077	+	0,230	0,492	0,467	0,596
	W10	0,185	0,059	+	0,197	0,504	0,391	0,689
	W10	0,201	0,057	+	0,190	0,53	0,358	0,745
	W10	0,140	0,017	+	0,100	0,525	0,190	0,910
	W10	0,136	0,015	+	0,050	0,512	0,010	0,971
	W10	0,209	0,073	+	0,220	0,515	0,427	0,660
	W10	0,300	0,079	+	0,233	0,50	0,466	0,605
	W10	0,30	0,120	+	0,225	0,625	0,360	0,811
	W10	0,30	0,065	+	0,168	0,647	0,26	0,901
	W10	0,20	0,089	+	0,26	0,44	0,59	0,429
	W10	0,22	0,078	+	0,226	0,526	0,43	0,667
	W10	0,19	0,065	+	0,21	0,50	0,42	0,654
	W10	0,19	0,062	+	0,196	0,514	0,38	0,708
	W10	0,15	0,018	+	0,100	0,514	0,19	0,903
	W10	0,20	0,057	+	0,19	0,53	0,36	0,745

- MILIEUX DESAGREGES -

Porosités faibles et moyennes < 0,5

empilements

réguliers

de sphères

syst. cub.	P6	0,476	0,378	point situé au-dessus de la courbe des suspensions				
syst. rhomb.	P6	0,395	0,227	+	0,40	0,58	0,69	0,49
syst. hex.	P6	0,259	0,172	+	0,32	0,89	0,36	0,954

empilements

au hasard

de sphères

d. non br-

cisé	W10	0,425	0,257	+	0,546	0,60	0,91	0,376
"	B4	0,412	0,246	+	0,54	0,67	0,806	0,510
"	S9	0,390	0,229	+	0,572	0,572	1	0,308
"	C1	0,360	0,207	+	0,504	0,594	1	0,328
"	S6	0,372	0,255	+	0,30	0,846	0,359	0,930
"	S6	0,369	0,257	+	0,303	0,837	0,368	0,927
"	S6	0,366	0,259	+	0,26	0,846	0,307	0,951
d = 8 mm	K3	0,435	0,204	+	0,36	0,782	0,46	0,849
d = 5 mm	n.m*	0,405	0,293	+	0,268	0,822	0,326	0,932
d = 8 mm	n.m	0,410	0,295	+	0,22	0,828	0,266	0,958

* : nous-même

Nature du milieu	réf.	porosité	conductivité relative	type du milieu GRAFI CAPO	x	z	s	C
d = 10 mm	n.m.	0,410	0,300	+	0,20	0,830	0,241	0,966
d = 0,38 mm	C3	0,395	0,269	+	0,37	0,806	0,459	0,868
d = 0,38 mm	C3	0,383	0,263	+	0,41	0,80	0,512	0,835
Mélanges de	M12	0,338	0,191	+	0,56	0,74	0,76	0,619
sphères	C3	0,255	0,150	+	0,52	0,856	0,61	0,843
%	C3	0,307	0,194	+	0,40	0,860	0,465	0,904
non	C3	0,355	0,240	+	0,32	0,84	0,38	0,923
précisé	C3	0,183	0,101	+	0,61	0,88	0,69	0,836
5 - 6 mm	C3	0,375	0,249	+	0,38	0,816	0,466	0,872
5 - 6 mm	C3	0,376	0,252	+	0,37	0,818	0,452	0,880
0,75-0,8 mm	C3	0,405	0,271	+	0,36	0,80	0,45	0,868
"	C3	0,396	0,267	+	0,395	0,8	0,494	0,844
"	C3	0,381	0,256	+	0,42	0,798	0,526	0,826
50% 1-1,15mm	H5	0,350	0,231	+	0,38	0,832	0,457	0,888
50% 3,26 mm								
<u>empilements</u>								
<u>de sphères</u>								
d = 4,75 mm	B1	0,350	0,250	+	0,21	0,856	0,245	0,970
d = 0,95 mm	B1	0,355	0,253	+	0,20	0,858	0,233	0,974
d = 2,45 mm	B1	0,36	0,246	+	0,34	0,836	0,40	0,911
<u>mélanges</u>								
44% 0,45 mm	B1	0,222	0,152	+	0,28	0,91	0,308	0,973
56% 4,75 mm								
24,4% 0,45mm	B1	0,173	0,112	+	0,42	0,92	0,456	0,948
75,6% 4,75mm								
20,8% 0,45mm	B1	0,197	0,115	+	0,59	0,875	0,674	0,837
79,2% 4,75mm								
20% 2,45 mm	B1	0,310	0,226	+	0,55	0,882	0,623	0,984
71% 4,75 mm								
14,8% 2,45mm	B1	0,315	0,233	+	0,20	0,875	0,220	0,978
85,2% 4,75mm								
7,8% 2,45mm	B1	0,340	0,248	+	0,06	0,87	0,07	0,998
92,2% 4,75mm								
20 % 2,45 mm	B1	0,320	0,227	+	0,24	0,868	0,276	0,966
80 % 4,75 mm								

Nature du milieu	réf.	porosité	conductivité relative	type du milieu		x	z	s	C
				GRAFI	CAPO				
23% 4,75 mm 77% 0,95 mm	B1	0,315	0,225	+		0,18	0,874	0,206	0,982
64% 4,75 mm 36% 0,95 mm	B1	0,255	0,142	+		0,586	0,829	0,707	0,764
65,6% 4,75mm 34,4% 0,95mm	B1	0,240	0,130	+		0,620	0,820	0,756	0,726
87,5% 4,75mm 12,5% 0,95mm	B1	0,26	0,131	+		0,667	0,667	1	0,40
79,6% 4,75mm 20,4% 0,95mm	B1	0,217	0,111	+		0,8	0,675	0,844	0,654
72% 4,75 mm 28% 0,95 mm	B1	0,207	0,099	+		0,707	0,707	1	0,446
<u>empilements de sphères</u>									
d = 3 mm	W8	0,401	0,29	+		0,30	0,82	0,366	0,919
	W8	0,379	0,26	+		0,35	0,82	0,427	0,893
	W8	0,373	0,25	+		0,36	0,824	0,437	0,891
	W8	0,368	0,24	+		0,40	0,818	0,489	0,862
61% 3 mm 39% 0,7 mm <u>mélange de sphères</u>	W8	0,204	0,15	+		0,352	0,87	0,405	0,932
58,3% 3 mm 41,7% 0,7 mm	W8	0,283	0,18	+		0,43	0,86	0,5	0,891
51,3% 3 mm 48,7% 0,28mm	W8	0,254	0,16	+		0,46	0,87	0,529	0,889
61,1% 3 mm 38,9% 0,28mm	W8	0,235	0,15	+		0,38	0,896	0,424	0,941
70% 3 mm 30% 0,06mm	W8	0,187	0,11	+		0,47	0,91	0,516	0,927
60,5% 3 mm 22% 0,05 mm 17,5% 0,03mm	W8	0,139	0,076	+		0,6	0,916	0,655	0,894

Nature du milieu	réf.	porosité	conductivité relative	type du milieu		x	z	s	C
				GRAFI	CAPO				
72% 8 mm 28% 1 mm	K3	0,262	0,166	+		0,50	0,854	0,585	0,850
63% 8 mm 25% 1 mm et 12% sable fin	K3	0,102	0,052	+		0,66	0,93	0,710	0,898
sphères de 3mm + fines de 0,25 - 0,5 mm	V1	0,250	0,125	+		0,31	0,445	0,697	0,355
cylindres + fines (non précisé)	C3	0,171	0,091	+		0,67	0,862	0,777	0,775
empilements	W8	0,329	0,20	+		0,50	0,81	0,622	0,78
de cylindres	W8	0,343	0,21	+		0,50	0,794	0,63	0,764
"	W8	0,354	0,22	+		0,50	0,785	0,637	0,75
"	W8	0,373	0,23	+		0,50	0,768	0,651	0,722
"	W8	0,401	0,25	+		0,50	0,74	0,676	0,675
"	W8	0,429	0,27	+		0,51	0,686	0,743	0,568
empilements	W8	0,343	0,21	+		0,52	0,782	0,665	0,730
de disques	W8	0,351	0,22	+		0,53	0,76	0,697	0,685
"	W8	0,369	0,23	+		0,47	0,79	0,595	0,78
"	W8	0,398	0,26	+		0,46	0,77	0,597	0,758
"	W8	0,429	0,28	+		0,47	0,732	0,642	0,688
"	W8	0,453	0,30	+		0,46	0,714	0,644	0,667
empilements	W8	0,190	0,09	+		0,724	0,724	1	0,466
de cubes	W8	0,205	0,10	+		0,61	0,86	0,709	0,802
"	W8	0,273	0,15	+		0,61	0,79	0,772	0,677
"	W8	0,317	0,18	+		0,54	0,80	0,675	0,745
"	W8	0,345	0,20	+		0,57	0,72	0,79	0,581
"	W8	0,357	0,21	+		0,574	0,70	0,82	0,536
"	W8	0,425	0,26	+		0,55	0,55	1	0,289
empilements	W8	0,361	0,21	+		0,57	0,70	0,814	0,540
de prismes	W8	0,378	0,22	+		0,584	0,584	1	0,319
"	W8	0,408	0,24		+	0,426	0,540	0,789	0,386
"	W8	0,434	0,25		+	0,414	0,62	0,668	0,550
"	W8	0,466	0,27		+	0,42	0,66	0,636	0,615
"	W8	0,518	0,30		+	0,43	0,71	0,607	0,687

Nature du milieu	réf.	porosité	conductivité relative	type du milieu GRAFI CAPO	x	z	s	C
<u>particules diverses</u>								
sables	C3	0,321	0,182	+	0,578	0,76	0,741	0,646
"	C3	0,269	0,147	+	0,59	0,812	0,727	0,732
"	C3	0,346	0,207	+	0,52	0,782	0,66	0,73
"	C3	0,325	0,186	+	0,606	0,70	0,866	0,509
"	C3	0,274	0,159	+	0,58	0,81	0,716	0,735
"	C3	0,223	0,103	+	0,276	0,46	0,60	0,442
"	C3	0,197	0,092	+	0,66	0,85	6,776	0,758
"	C3	0,212	0,108	+	0,66	0,93	0,710	0,898
"	P4	0,367	0,082	+	0,21	0,686	0,306	0,886
"	P4	0,375	0,074	+	0,21	0,693	0,303	0,891
"	P3	0,381	0,252	+	0,54	0,724	0,746	0,611
sables 125-210 μ	K3	0,403	0,252	+	0,50	0,73	0,684	0,66
sables < 297 μ	K3	0,398	0,243	+	0,535	0,70	0,764	0,571
0,25-0,5mm	C3	0,424	0,274	+	0,476	0,73	0,652	0,679
"	C3	0,402	0,254	+	0,50	0,74	0,676	0,675
"	C3	0,375	0,231	+	0,47	0,784	0,600	0,771
"	C3	0,355	0,221	+	0,474	0,80	0,592	0,792
2-3 mm	C3	0,411	0,262	+	0,50	0,73	0,685	0,658
1-2 mm	C3	0,361	0,222	+	0,49	0,79	0,620	0,765
0,5 - 1 mm	C3	0,399	0,253	+	0,49	0,75	0,654	0,701
0,5 - 1 mm	C3	0,377	0,231	+	0,51	0,76	0,671	0,701
<u>poudre de verre</u>	W10	0,322	0,22	+	0,32	0,86	0,372	0,937
120-180 μ	K3	0,379	0,223	+	0,547	0,72	0,76	0,60
<u>poudre de quartz</u>	V1	0,415	0,244	+	0,544	0,640	0,850	0,450
<u>poudre de carborundum</u>	C3	0,330	0,162	+	0,32	0,59	0,542	0,620
"	C3	0,293	0,135	+	0,31	0,55	0,564	0,562
"	C3	0,442	0,269	+	0,434	0,60	0,723	0,489
"	C3	0,442	0,263	+	0,434	0,60	0,723	0,489
"	C3	0,434	0,257	+	0,42	0,616	0,681	0,464
"	C3	0,421	0,248	+	0,38	0,65	0,585	0,644
"	C3	0,407	0,237	+	0,406	0,59	0,688	0,503
"	C3	0,456	0,269	+	0,43	0,63	0,682	0,549
"	C3	0,456	0,285	+	0,50	0,664	0,753	0,537
100-110 μ	H5	0,416	0,267	+	0,454	0,76	0,597	0,747
175-210 μ	H5	0,404	0,267	+	0,43	0,78	0,551	0,795
<u>terre de NA- TAL séchée à l'air</u>	P3	0,422	0,274	+	0,48	0,73	0,657	0,676
<u>mélange de poudre</u>	C3	0,394	0,226	+	0,40	0,58	0,69	0,492

Nature du milieu	réf.	porosité	conductivité relative	type du milieu GRAFI CAPO	x	z	s	C
Porosités élevées > 0,5								
<u>Annuaire</u>								
<u>gypse</u>								
0,4 m	n.â.	0,720	0,411	+	0,425	0,865	0,491	0,899
1,5 m	n.â.	0,670	0,487	+	0,445	0,824	0,540	0,842
<u>terre de</u>								
<u>NATAL sé-</u>	P3	0,622	0,4175	+	0,505	0,76	0,664	0,705
<u>choë à l'air</u>	P3	0,772	0,580	+	0,59	0,855	0,69	0,805
<u>kaolin</u>								
	C3	0,813	0,506	+	0,49	0,904	0,542	0,914
	C3	0,804	0,490	+	0,485	0,902	0,538	0,914
	C3	0,798	0,483	+	0,46	0,90	0,511	0,92
	C3	0,773	0,461	+	0,465	0,89	0,522	0,908
	C3	0,765	0,438	+	0,456	0,886	0,515	0,907
	C3	0,752	0,417	+	0,44	0,88	0,50	0,907
	C3	0,839	0,582	+	0,523	0,92	0,844	0,922
	C3	0,823	0,527	+	0,486	0,907	0,536	0,919
	C3	0,791	0,503	+	0,48	0,896	0,536	0,909
	C3	0,79	0,513	+	0,488	0,894	0,546	0,904
	C3	0,767	0,482	+	0,475	0,88	0,539	0,894
	C3	0,95	0,795	+	0,69	0,966	0,714	0,949
	C3	0,945	0,784	+	0,688	0,964	0,714	0,946
	C3	0,940	0,786	+	0,682	0,960	0,710	0,941
	C3	0,910	0,753	+	0,694	0,934	0,743	0,895
	C3	0,891	0,708	+	0,632	0,932	0,678	0,909
	C3	0,864	0,672	+	0,62	0,914	0,678	0,885
	C3	0,840	0,607	+	0,54	0,916	0,59	0,913
<u>kieselguhr</u>								
	P3	0,844	0,681	+	0,616	0,90	0,684	0,865
	P3	0,924	0,803	+	0,712	0,94	0,756	0,904
<u>poudre de</u>								
<u>mica</u>								
	P3	0,880	0,304	+	0,30	0,957	0,313	0,995
	C3	0,919	0,351	+	0,326	0,966	0,337	0,988
	C3	0,904	0,341	+	0,325	0,96	0,34	0,986
	C3	0,885	0,302	+	0,294	0,955	0,308	0,927
	C3	0,867	0,186	+	0,296	0,948	0,312	0,984

- NOTATIONS -

a	axes d'ellipsoïdes
b	
Ca	pourcentage de cavernes
c_o	conductivité électrique si $\epsilon = 1$
c	" " si $\epsilon = \epsilon$
$C = \frac{c}{c_o}$	conductivité relative
$C_{//}$	conductivité relative parallèle
$C_{\perp}$	conductivité relative perpendiculaire
$\mathcal{E}$	fonction conjuguée de E
$F = \frac{R}{R_o}$	facteur de résistivité
G	débit de gaz en $Kg.m^{-2}.s^{-1}$
$H(\epsilon)$	fonction de ϵ
I	degré d'interconnexion des filets liquides
I_c	indice de concavité
$\vec{j}$	vecteur densité de courant
K	constante
L	distance entre deux électrodes
L'	distance parcourue par les lignes de courant
n	exposant
P	pourcentage de gros pores
$r = \frac{1}{c}$	résistance électrique si $\epsilon = \epsilon$
$r_o = \frac{1}{c_o}$	résistance électrique si $\epsilon = 1$
R	résistance
s	coefficient de striction
S	surface d'un matériau

T	facteur de tortuosité
V	volume de solide d'un matériau
w, x, y, z	paramètres des modèles
α	angle d'inclinaison des lignes de courant
β	taux de rétention
γ	conductivité électrique à saturation β
Δ	laplacien
ϵ, ϵ'	porosité ou fraction volumique conductrice
$\epsilon_i, \epsilon_o, \epsilon_m$	constantes diélectriques
ϕ	fraction volumique isolante
ρ	résistivité

- B I B L I O G R A P H I E -

- A -

- 1 - ABRAHAM M, PAUSCH von TRAUBENBERG H. et PUSCH J. - Phys. Ztsch. 20 (1919) 145
- 2 - ARCHIE G.E. - Trans. Inst. Min. Engrs. 54 (1942) 146
- 3 - ARCHIE G.E. - Bull. Am. Ass. Petr. Geol. 31 (1947) 350

- B -

- 1 - BAKKER P.J. - HEERTJES P.M. - Brit. Chem. Eng. (1959) 524
- 2 - BEEK J. - Ind. Eng. Chem. (Process design and development) vol. 1 - janv. (1962) 45
- 3 - BENAÏM R., LE GOFF P. - à paraître
- 4 - BJERRUM N. et MANEGOLD E. - Kolloid. Zeits. 43 (1927) 5
- 5 - BÖTTCHER C.J.F. - Theory of Electric polarisation, Elsevier 1952
- 6 - BROWNELL L.E., DOMBROWSKI H.S. et DICKEY C.A. - Chem. Eng. Prog. 46 (1950) 415
- 7 - BRUGGEMAN D.A.G. - Ann. d. Physik 24 (1935) 636
- 8 - BUCHANAN A.E. and HEYMANN E. - Trans. Far. Soc. 44 (1948) 318
- 9 - BURDINE N.T., GOURNAY L.S. and REICHERTZ P.P. - Trans. Am. Inst. Min. Engrs. 189 (1950) 195-204

- C -

- 1 - CARMAN P.C. - Flow of gases through porous media - Butterworths Sci. Publ. London 1956, ou l'Ecoulement des gaz à travers les milieux poreux. Presses Universitaires de France 1961
- 2 - CHILDS E.C. et COLLIS-GEORGE N. - Proc. Roy. Soc. 201 A (1950) 392
- 3 - CURRIE J.A. - Brit. Jour. of Appl. Phys. 11 (1960) 318
- 4 - COEURET F. - LE GOFF P. - A paraître
- 5 - CORNELL D. et KATZ D.L. - Ind. Eng. Chem. 45 (1953) 2145

- D -

- 1 - DE LA RUE R.E. et TOBIAS C.W. - Paper 181 presented at Cincinnati Meeting of Electrochem. Soc. (May 1-5, 1955)

- I -

- 1 - Institut Français du Pétrole - DEFIVES D., GLADEL Y.L. - Réf. 3963 - Févr. 1960
- 2 - Institut Français du Pétrole - Mme BIEBER M.T. et POTTIER M.J. - Réf. 11016 - sept. 1964 - p. 22 (visite au Docteur ROSE D.A., Physique du Milieu Poreux, "Rothamsted Experimental Station" près Londres).

- J -

- 1 - JAKOSKY J.J. et HOPPER R.H. - Geophysics, 2, (1937) 1

- K -

- 1 - KELLER J.E. - Jour. Appl. Phys. 34, n° 4 part 1, avril 1963 p. 991
- 2 - KLEWE H. - Elektrische Nachrichtentechnik 6 (1929) 467
- 3 - KLINKENBERG L.J. - Geol. Soc. Am. Bull. 62 (1951) 559-564
- 4 - KNOWLER A.E. - Proc. Phys. Soc. 40 (1928) 37
- 5 - KOENIGSBERGER J.G. - Geophysical Prospecting - Am. Inst. Min. Engrs. (1928)
- 6 - KOZENY J. - Ber. Wien. Akad. 136 A (1927) 271

- L -

- 1 - LEE F.W. - U.S. Bur. Mines. Tech. Paper. 440 (1928)
- 2 - LEE F.W., JOYCE J.W. and BOYER P. - U.S. Bur. Mines. Circ. 6171 (1929)
- 3 - LEVERETT M.C. - Trans. Am. Inst. Engrs. 149 (1939) 132
- 4 - LEVERETT M.C. - Trans. Am. Inst. Min. Engrs. 152 (1941) 142
- 5 - VAN LOOR G.P. - Dielectric Properties of Heterogeneous Mixtures Thesis, Leiden 1956
- 6 - LORENZ P.B. - Nature, London, 189 (1961) 386-387

- M -

- 1 - MACMULLIN R.B. et MUCCINI G.A. - Am. Inst. Chem. Engrs. Jour. 2 n° 3 (1956) 393
- 2 - MALAVARD L. - La Recherche Aéronautique (mars-avril 1951)
- 3 - MANEGOLD E. - Kapillarsysteme vol. 1 (1955)
- 4 - MARIGNAN R. et CROUZAT-REYNES G. - Jour. Chim. Phys. 60 (1963) 1187

- 5 - MARTIN M. , MURRAY G.H. and GILLINGHAM W.J. - Geophysics 3 (1938) 3
- 6 - MATTHIESEN A. - Pogg. Ann. 103 (1858) 428 et 110 (1860) 190
- 7 - MATTHIESEN A. - Rep. Brit. Assoc. S., 37 (1863)
- 8 - MAXWELL J.C. - Traité d'Electricité et de Magnétisme - Gauthier-Villars Imprimeur - Librairie (1) 1885 et 2 (1887)
- 9 - MILLINGTON R.J. et QUIRK J.P. - Nature, 183, 1 (1959) 387
- 10 - MORCOM A.R. - Trans. Inst. Chem. Engrs. 24 (1946) 30
- 11 - MORGAN F., WYLLIE M.R.J. et FULTON P.F. - Jour. Petr. Tech. (1951) 15
- 12 - MUSKAT M. et BOTSET H.G. - Physics I (1931) 27

- N -

- 1 - NIESEL W. - Ann. Physik VI, 10 (1952) 336

- O -

- 1 - OWEN J.E. - Pet. Trans. Am. Inst. Min. Engrs. 195 (1952) 169

- P -

- 1 - PATNODE H.W. and WYLLIE M.R.J. - Pet. Trans. Am. Inst. Min. Engrs. 189 (1950) 47 et Jour. Pet. Tech. 2(2) (1950) 47.
- 2 - PEARCE C.A.R. - Brit. Jour. Appl. Phys. 6 (1955) 113 et 358
- 3 - PENMAN H.L. - Jour. Agr. Sci. 30, (1940) 437 et 570
- 4 - PERKINS F.M. - Geophysics, vol. 21, n° 4 (1956) 1071
- 5 - PETERSEN E.E. - Am. Inst. Chem. Engrs. Jour., vol. 4 n° 3 (1958) 343
- 6 - PIRSON S.J. - Oil and Gas Jour. (1947) 46
- 7 - POLDER D. and VAN SANTEN J.H., Physica 12 (1946) 257
- 8 - POLLACZEK F. - Elektrische Nachrichtentechnik 3 (1926) 339
- 9 - PROBINE M.C. - Brit. Jour. Appl. Phys. 9 (1958) 144
- 10 - PULLEN M.W. - U.S. Bur. Mines Circ. (1929) 6141
- 11 - PURCELL W.R. - Trans. Am. Inst. Min. Engrs. 186 (1949) 39

- R -

- 1 - RAYLEIGH - Phil. Mag. 34 (1892) 481
- 2 - ROBERTSON J.L. et SMITH J.M. - Am. Inst. Chem. Engrs. Jour. 9 (1963) 342
- 3 - ROSE W. and BRUCE W.A. - Trans. Am. Inst. Min. Engrs. 186 (1949) 127

- S -

- 1 - SAUER M.C., SOUTHWICK P.F., SPIEGLER K.S. and WYLLIE M.R.J. - Ind. Eng. Chem. 47 (1955) 2187
- 2 - SCHEIDEGGER A.E. - The Physics of Flow through Porous Media (1957)
- 3 - SCHLUMBERGER C. et M. - 2e Congrès International de Forage, Paris (1929) - Min. et Mét. 10 (1929) 515
- 4 - SCHOFIELD R.K. and DAKSHINAMURTI C. - Far. Soc. Disc. n° 3 (1948) 56-61
- 5 - SCHOLTE Th. G - Thesis, Leiden (1950)
- 6 - SCOTT D.S. and COX K.E. - Jour. Chim. Phys. 57 (1960) 1010
- 7 - SLAWINSKI A.J. - Jour. Chim. Phys. 23 (1926) 710
- 8 - STAMM A.J. - Physics, 1 (1931) 116
- 9 - STRATTON E.F. et FORD R.D., Quarterly of the Colorado School of Mines (1949) 302
- 10 - SULLIVAN R.R. et HERTEL K.L. - Advances in Colloid Science vol. 1 Interscience Publishers Inc. N.Y. (1942)
- 11 - SUNDBERG K. - Trans. Am. Inst. Min. Engrs. (1932) 367

- T -

- 1 - THORNTON O. - Trans. Am. Inst. Min. Engrs. 186 (1949) 328
- 2 - TIXIER M.P. - Oil and Gas Jour. 48 n° 6 (1949) 113 et n° 7 (1949) 143

- V -

- 1 - VAN BAVEL C.H.M. - Soil. Sci. 73 (1952) 91
- 2 - VELISEK von J. et VASICEK A. - Kolloid Z. 71 (1935) 1-36
- 3 - VOET A. - Jour. Phys. Coll. Chem. 51, (1947) 1037

- W -

- 1 - WACHOLTZ F. et FRANCESON A. - Koll. Z. 92 (1940) 75
- 2 - WENNER F. - U.S. Bur. Stds. Bull. 12 (1916)
- 3 - WIENER O. - Leipziger Berichte 62 (1910) 256
- 4 - WINSAUER W.O., SHEARIN H.M., MASSON P.H. et WILLIAMS M. - Bull. Am. Ass. Pet. Geol. 36 (1952) 253-277
- 5 - WYCKOFF R.D. et REED D.W. - Physics 6 (1935) 395
- 6 - WYCKOFF R.D. et BOTSET H.G. - Physics 7 (1936) 325
- 7 - WYLLIE M.R.J. - The Fundamentals of well logs, Interpretation Academic Press, N.Y. and London, Third Edition (1963) - Trans. Am. Inst. Min. Engrs 17 (1943) 186 - Bull. Am. Ass. Pet. Geol. 33 (1949) 1892

- 8 - WYLLIE M.R.J. et GREGORY A.R. - Ind. Eng. Chem. 47 (1955) 1379
- 9 - WYLLIE M.R.J. et ROSE W.D. - Trans. Am. Inst. Min. Engrs. 189
(1950) 105
- 10 - WYLLIE M.R.J. et SPANGLER M.B. - Bull. Am. Ass. Pet. Geol. 36
(1952) 359

- Z -

- 1 - ZENNECK J. - Ann. Phys. 23 (1907) 858

C h a p i t r e I I I

-:-:-:-:-

ETUDE par CONDUCTIVITE ELECTRIQUE
de la TEXTURE du LIQUIDE S'ECOULANT DANS une
COLONNE à GARNISSAGE pour ABSORPTION GAZ-LIQUIDE.

-:-:-:-:-

- P L A N -

1 - <u>MESURE et INTERPRETATION de la CONDUCTIVITE ELECTRIQUE MOYENNE</u>	
<u>D'UN GARNISSAGE IRRIGUE PAR UN LIQUIDE CONDUCTEUR</u>	III-2
11 - <u>Etude bibliographique</u>	III-2
12 - <u>Dispositif expérimental</u>	III-3
121 - Les cellules de mesure	III-3
1211 - Les cellules donnant la conductivité parallèle à l'écoulement	III-3
1212 - La cellule donnant la conductivité perpendi- culaire à l'écoulement	III-5
122 - L'appareil de mesure	III-6
123 - Les connexions cellule-conductimètre	III-6
13 - <u>Technique expérimentale de mesure</u>	III-6
14 - <u>Présentation des résultats expérimentaux</u>	III-7
15 - <u>Interprétation des résultats</u>	III-9
151 - Tortuosité des filets liquides	III-9
152 - Degré d'interconnexion des filets liquides	III-11
153 - Le modèle de réticulation asymétrique des filets liquides	III-12
154 - Le modèle des films interconnectés	III-16
16 - <u>Conclusion</u>	III-17
2 - <u>MESURE ET INTERPRETATION DE LA CONDUCTIVITE ELECTRIQUE LOCALE</u>	
<u>ET INSTANTANEE DANS UN GARNISSAGE IRRIGUE PAR UN LIQUIDE</u>	
<u>CONDUCTEUR</u>	III-18
21 - <u>Etude bibliographique</u>	III-18
22 - <u>Orientation de notre travail</u>	III-22
23 - <u>Description du dispositif expérimental</u>	III-23

...

231 - La cellule de mesure	III-23
232 - Principe de la méthode utilisée	III-24
233 - Description de l'appareillage électronique	III-26
24 - <u>Mode opératoire et précision des mesures</u>	III-27
25 - <u>Présentation des résultats expérimentaux</u>	III-28
251 - Valeur moyenne	III-29
252 - Ecart type	III-29
253 - Spectre de fréquence	III-30
26 - <u>Interprétation des résultats expérimentaux</u>	III-31

L'ensemble des résultats précédents va maintenant nous permettre d'étudier la texture du liquide s'écoulant dans un garnissage de colonne d'absorption. Quelle que soit la forme (films, filets ou gouttes) sous laquelle le liquide s'écoule, on conçoit aisément qu'il y ait une texture anisotrope à symétrie cylindrique. C'est pourquoi nous avons mesuré la conductivité électrique apparente du garnissage dans le sens parallèle et perpendiculaire à l'écoulement. L'utilisation du modèle à texture fibreuse de réticulation asymétrique des filets, nous renseignera sur la façon dont le liquide s'écoule dans le garnissage. Mais ce n'est là qu'une texture moyenne et globale de l'écoulement. La conductivité électrique qui, en première approximation est constante dans le temps (pour des débits donnés de liquide et de gaz), fluctue en fait.

Ces fluctuations révèlent une variation rapide de la texture du liquide entraînant un état de turbulence et un renouvellement de l'interface gaz-liquide dont l'amplitude et la fréquence auront une action directe sur le transfert de matière, de chaleur et de quantité de mouvement entre les deux phases liquide et gazeuse. Nous avons mis au point un montage permettant de mesurer l'écart-type de ces fluctuations et d'en faire l'analyse spectrale, dans le cas d'une mesure locale.

Nous verrons successivement la mesure et l'interprétation de la conductivité électrique moyenne puis locale et instantanée du garnissage irrigué.

-----:-----

1 - MESURE et INTERPRETATION de la CONDUCTIVITE ELECTRIQUE MOYENNE
d'un GARNISSAGE INDIQUE par un LIQUIDE CONDUCTEUR

Après l'étude bibliographique, nous décrirons le dispositif expérimental. Nous présenterons ensuite nos résultats et terminerons par leur interprétation.

11 - Etude bibliographique

Nous n'avons trouvé qu'un auteur ayant déjà effectué des mesures de conductivité moyenne analogue aux nôtres. Il s'agit de GRIMLEY (G3), qui, en 1945 à Londres utilisa la conductivité électrique pour mesurer le taux de rétention. Sa colonne de faible dimension (66 cm de haut et 7,7 cm de diamètre) contenait un garnissage d'anneaux Raschig en grès. A la base et au sommet du garnissage étaient disposées deux couches d'anneaux Raschig métalliques en aluminium connectées chacune par l'intermédiaire d'un seul anneau à un pont de Wheatstone alimenté en courant alternatif. Mesurant une conductance c_0 , la colonne étant pleine d'eau, GRIMLEY mesurait une conductance c pour un certain débit liquide. Le rapport $\frac{c}{c_0}$ représentait alors d'après GRIMLEY, la fraction de section droite de la colonne occupée par le liquide, c'est-à-dire encore la rétention. Il appliquait ainsi à un volume garni, la méthode qu'il avait déjà utilisée pour la mesure de l'épaisseur d'un film s'écoulant sur un plan ou dans un tube vide, en mesurant la résistance électrique entre deux électrodes collées à la paroi.

Cette méthode a d'ailleurs été reprise par d'autres auteurs, notamment par VAN ROSSUM (VI). En fait, la technique de CRIMLEY, si elle conduit effectivement à la connaissance de la rétention comme nous le mentionnerons ultérieurement, permet d'obtenir des renseignements beaucoup plus riches sur la texture du liquide en mesurant simultanément la conductivité électrique suivant deux sens perpendiculaires.

12 - Dispositif expérimental

Nous avons déjà décrit dans la première partie l'ensemble du poste d'étude. Il faut y ajouter le dispositif expérimental de mesure de la conductivité électrique : il comprend les cellules et l'appareil de mesure.

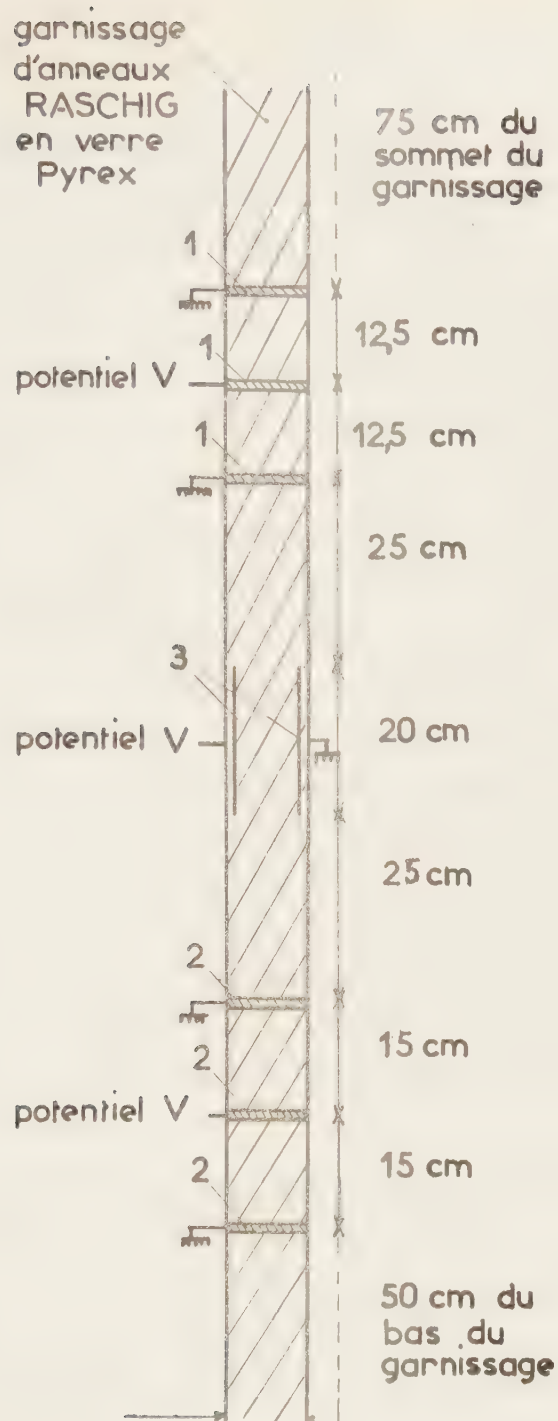
121 - Les cellules de mesures :

Elles sont au nombre de trois, disposées dans la section de mesure de la colonne à l'intérieur du garnissage. Deux servent à déterminer la conductivité électrique parallèlement à l'écoulement en bas et en haut de la colonne. La troisième, au centre, donne la conductivité électrique perpendiculairement à l'écoulement (fig. III₁).

Pour leur disposition et leur construction, l'objectif que nous nous sommes fixé fut de ne pas perturber l'écoulement dans le garnissage. Nous examinerons successivement les deux cellules donnant la conductivité parallèle, puis la cellule donnant la conductivité perpendiculaire.

1211 - Les cellules donnant la conductivité parallèle à l'écoulement :

Chacune d'elle est constituée de trois électrodes horizontales formées par des couches d'anneaux Raschig en verre pyrex métallisés par argen-



- 1 Couches d'anneaux RASCHIG argentés: cellule du haut
- 2 Couches d'anneaux RASCHIG argentés: cellule du bas
- 3 plaques de Cuivre: cellule centrale

DISPOSITION des
CELLULES de
MESURE à l'
INTERIEUR du
GARNISSAGE

fig. III-1

ture et couvrant toute une section droite de la colonne (fig. III₁). Ces anneaux Raschig sont identiques à ceux du garnissage utilisé : ils ont 10 mm de diamètre nominal et leurs caractéristiques ont été indiquées dans le tableau I₁. La technique d'argenture employée est la réduction du nitrate d'argent ammoniacal par une solution alcoolique inversée de saccharose. Cette technique est notamment employée par les astronomes amateurs pour l'argenture des miroirs de télescope (Tl) (voir annexe III₁). Les anneaux argentés obtenus sont très conducteurs. Assemblés de manière à former une couche de deux hauteurs d'anneaux, ils constituent une bonne électrode qui, placée dans un garnissage d'anneaux Raschig identiques, ne perturbe pas l'écoulement des fluides.

Nous verrons ultérieurement que l'appareil de mesure utilisé exige la mise à la terre d'un pôle de la cellule, c'est pourquoi afin d'éviter des "fuites" de ligne de courant en-dehors de la cellule, nous avons placé dans le garnissage trois électrodes identiques situées à la même distance l'une de l'autre (fig. III₁). Les deux extrêmes sont reliées à la terre, celle du centre étant au potentiel V. Ainsi, les lignes de courant sont "enfermées", et la conductance mesurée est le double de la conductance de chacune des parties de la cellule. Les connexions avec l'extérieur de la colonne sont assurées par une couronne plate de cuivre sur laquelle (fig. III₂) :

- à l'intérieur sont soudés 6 anneaux Raschig de cuivre équidistants en contact avec les anneaux argentés,

- et à l'extérieur se trouve soudé le fil reliant l'électrode à l'appareil de mesure. L'étanchéité est assurée par deux joints de caoutchouc situés de part et d'autre de la couronne de cuivre, entre les éléments en verre pyrex E.I.V.S. de la colonne.

La connexion avec l'extérieur ne pouvant se faire qu'entre deux éléments de colonne, la distance interélectrode a été choisie d'après les longueurs d'éléments standards de la colonne. Ainsi, on a choisi 150 mm pour la cellule du bas et 125 mm pour la cellule du haut.

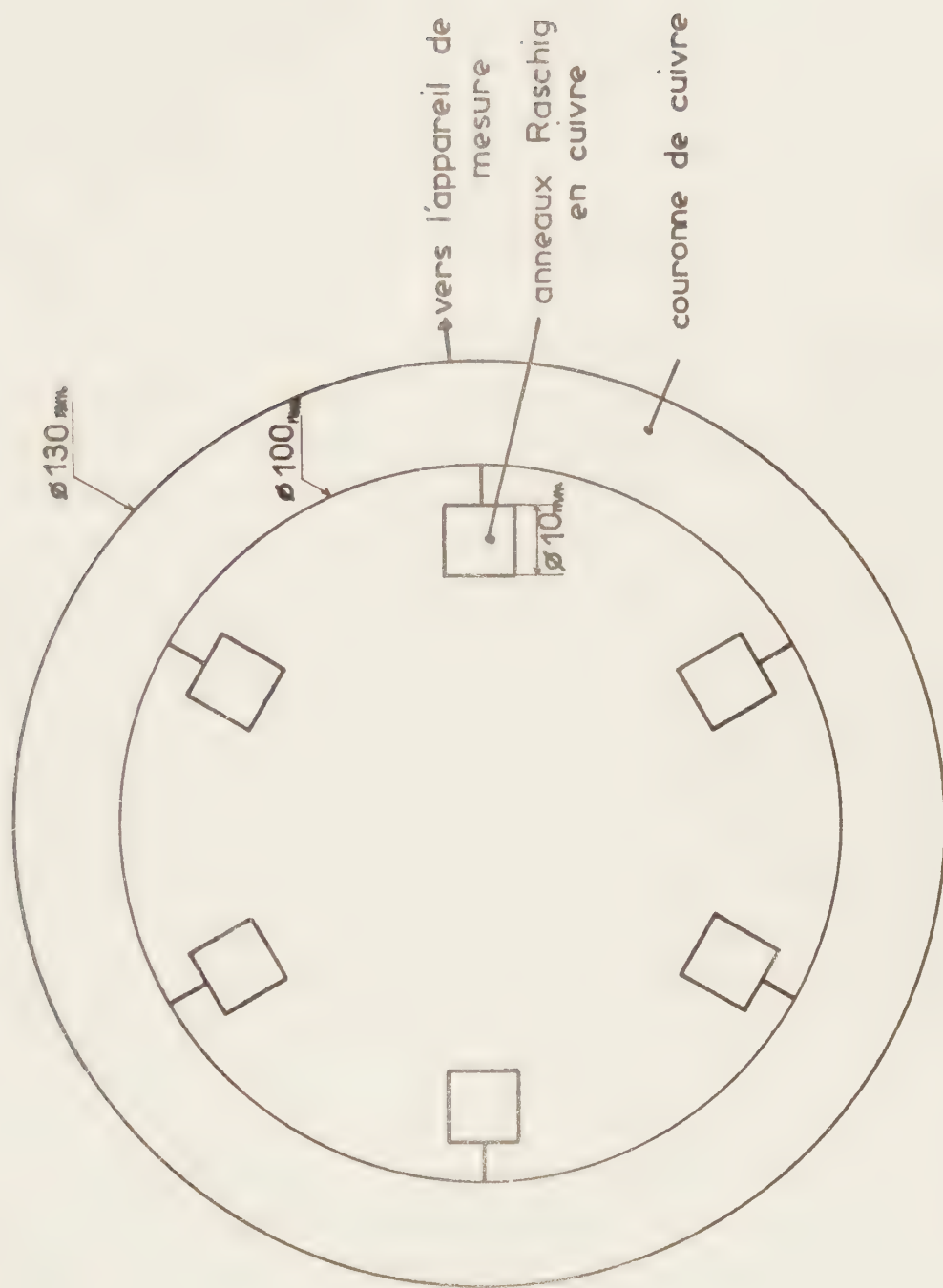


fig. III-2

CONNEXION ELECTRODE - APPAREIL de MESURE

Afin d'avoir une répartition stable de liquide dans chaque cellule, l'électrode supérieure de la cellule du haut est à 75 cm du sommet du garnissage (fig. III₁) et l'électrode inférieure de la cellule du bas est à 50 cm de la base du garnissage (fig. III₁).

1212 - La cellule donnant la conductivité perpendiculaire à l'écoulement

Elle est constituée par deux électrodes qui sont deux plaques de cuivre épousant la forme de la colonne (fig. III₁). Ces plaques de 20 cm de hauteur et 9 cm de largeur ont leurs extrémités situées chacune à 25 cm des électrodes extrêmes des cellules précédentes.

Les connexions avec l'extérieur sont assurées par des fils soudés à chaque plaque et traversant un joint épais de la colonne. Une électrode est au potentiel V et l'autre à la terre.

Pour cette cellule, les lignes de courant ne peuvent pas être contenues dans un volume bien déterminé. Elles sont distribuées suivant la loi de LAPLACE : ainsi, tout se passe approximativement comme si nous avions une conductance Γ correspondante à des lignes de courant rectilignes entre les électrodes et une "conductance de fuite" γ à chaque extrémité des électrodes. On peut alors définir une hauteur fictive h' des électrodes telle que la conductance $\Gamma' = \Gamma + 2\gamma$ corresponde à des lignes de courant rectilignes : si h est la hauteur réelle des électrodes, h' sera donnée par :

$$h' = (1 + \frac{2\gamma}{\Gamma}) h$$

Pour déterminer h' , nous avons réalisé le montage de la figure (III₃) sur une colonne annulaire de même diamètre, soit 100 mm. Les 4 électrodes étant identiques, on effectue les deux mesures indiquées sur cette même figure, l'appareil utilisé étant un conductimètre TACUSSEL, type CD 6 :

- les électrodes se touchent et on mesure une conductance (fig. III_{3e})

$$\Gamma_1 = 2\Gamma + 2\gamma$$

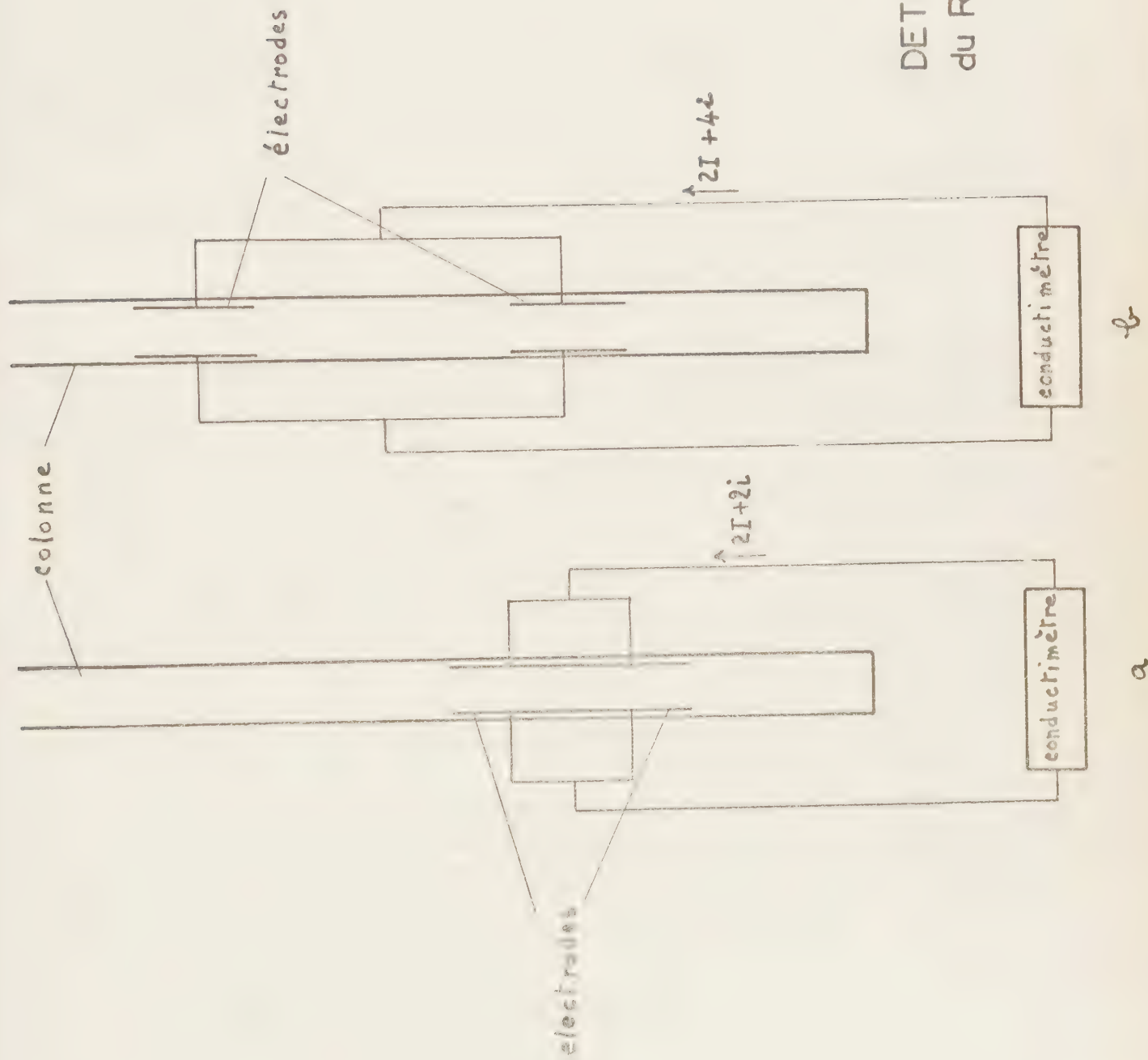


fig. III-3

DETERMINATION
du RAPPORT $\frac{h'}{h}$

- les électrodes sont à une distance infiniment grande et on mesure une conductance : (fig. III_{3b})

$$\Gamma_2 = 2\Gamma + 4\gamma$$

On déduit aisément Γ et γ de ces deux équations, d'où le rapport $\frac{h'}{h}$. h valant 20 cm, on a pu déterminer h' qui vaut 29 cm, la colonne étant remplie d'eau sans garnissage ou avec garnissage.

Nous admettrons dans la suite, qu'il en est encore ainsi lorsque du liquide et du gaz s'écoulent à travers la colonne.

122 - L'appareil de mesure :

L'appareil que nous avons utilisé est un conductimètre TACUSSEL, type CD 6. Il applique à une électrode de la cellule une tension alternative sinusoïdale de fréquence 50 Hz, dont la valeur efficace est 100 mV, l'autre étant à la masse. L'appareil est directement gradué en ohms et il nous donne en fait la résistance du garnissage irrigué.

Parallèlement à cette mesure, nous effectuons un soutirage de liquide pour en mesurer la résistivité ρ à l'aide d'une cellule conçue spécialement pour être utilisée avec l'appareil TACUSSEL.

123 - Les connexions cellule-conductimètre :

Chaque électrode est reliée à un même commutateur, lui-même relié au conductimètre par l'âme d'un fil coaxial dont la tresse est à la masse : toute influence électrique extérieure est ainsi éliminée. Le commutateur permet la mise en circuit successive de chacune des cellules.

13 - Technique expérimentale de mesure :

Parallèlement à toutes les mesures du taux de rétention et de perte de charge que nous avons relatées dans la première partie, nous avons mesuré

la conductivité électrique apparente moyenne du garnissage dans les trois cellules précédemment décrites. Chaque fois, la valeur indiquée par le conductimètre, soit c , est corrigée pour tenir compte de la résistivité ρ du liquide. Cette résistivité est généralement, pour l'eau de ville, de l'ordre de $5\ 000 \pm 3\ 000\ \rho.\text{cm}$. Dans le cas des deux autres systèmes étudiés, nous avons ajouté une certaine quantité de chlorure de potassium afin d'avoir une résistivité du même ordre de grandeur.

14 - Présentation des résultats expérimentaux

Nous avons vu dans la seconde partie qu'il était intéressant de présenter les résultats des mesures de conductivité sous la forme d'un nombre adimensionnel appelé conductivité relative $C = \frac{c}{c_0}$, où c_0 est la conductivité mesurée lorsque le volume entier est occupé par le liquide conducteur (porosité égale à 1), et c est la conductivité mesurée lorsque seulement une fraction ϵ du volume est occupée par le liquide conducteur.

Nous sommes donc amenés à considérer dans la colonne à garnissage les trois conductivités suivantes pour chacune des cellules :

c_0 sera la conductivité mesurée, la colonne étant pleine d'eau sans garnissage,

c_s sera la conductivité mesurée, la colonne étant pleine d'eau (sans écoulement) avec le garnissage,

c sera la conductivité mesurée, la colonne garnie étant en fonctionnement avec un débit L de liquide, G de gaz, un taux de rétention liquide β et une perte de charge du gaz $\frac{\Delta P}{\Delta Z}$.

Nous définissons ainsi la conductivité relative C de la colonne en fonctionnement, par l'expression :

$$C = \frac{c}{c_0} = \frac{c}{c_s} \cdot \frac{c_s}{c_0} \text{ soit aussi } C = \frac{c}{c_s} \cdot C_s \text{ avec } C_s = \frac{c_s}{c_0}$$

C_s étant la conductivité relative du garnissage à l'état statique.

Les grandeurs c et c_s sont faciles à mesurer. Par contre c_0 ne peut pas s'obtenir directement sur les deux cellules avec électrodes formées par des couches d'anneaux argentés : la position de ces électrodes supposant naturellement la présence d'un garnissage.

Nous avons donc mesuré le rapport $\frac{c_s}{c_0}$ pour le garnissage d'anneaux Raschig utilisé dans la cellule de mesure décrite au chapitre II et constituée par un cube de 10 cm de côté, dont deux faces opposées sont des électrodes en cuivre. Ce rapport a été trouvé égal à 0,427. Dans la colonne, nous avons pu mesurer ce même rapport avec la cellule ayant les électrodes de cuivre. Nous avons donc admis qu'il restait le même pour les cellules possédant des électrodes en anneaux Raschig métallisés.

La conductivité c_s est mesurée pour chacune des cellules et vérifiée de temps en temps : la valeur varie peu. La conductivité relative est alors obtenue par l'expression :

$$C = \frac{c}{c_s} \cdot 0,427$$

Nous avons reporté sur les figures III₄, III₅ et III₆ les valeurs respectives $C_{1//}$, $C_{2//}$ et $C_{\perp}$ des conductivités relatives en fonction du débit de gaz à débit liquide constant, pour le système eau-air, à co et contre-courant. Ces courbes ressemblent beaucoup aux courbes analogues de rétention. La conductivité $C_{1//}$ mesurée en haut de la colonne est très peu différente de $C_{2//}$ mesurée en bas. Nous ne les distinguons pas dans la suite et les désignerons par $C_{//}$. Ceci prouve une répartition uniforme de liquide le long de la colonne. La conductivité $C_{\perp}$ est, par contre, inférieure à $C_{1//}$ et $C_{2//}$. Il y a presque égalité au voisinage de l'engorgement ou, à co-courant, à forts débits gazeux. La texture du liquide est donc une texture anisotrope. Les courbes tout-à-fait analogues obtenues pour les deux autres systèmes eau-isopropanol et eau-saccharose sont présentées en annexe, sur les courbes A III₁ à A III₆.

fig. III-4

CONDUCTIVITE RELATIVE PARALLELE à l'ÉCOULEMENT (ELECTRODE du BAS)

Système eau air
● co courant
x contre courant



fig. III-5

CONDUCTIVITE RELATIVE PARALLÈLE À L'ÉCOULEMENT (ELECTRODE du BAS)

Système d'axe

- co-courant
- x contre-courant

1	L =	1,1	kg.m ⁻² .s ⁻¹
2	L =	2,3	"
3	L =	3,5	"
4	L =	5	"
5	L =	6,5	"
6	L =	7,9	"
7	L =	11,1	"
8	L =	14	"
9	L =	17,5	"



SYSTÈME « LAMINAR » PERPENDICULAIRE À L'ÉCOULEMENT

○ système écoulement
 * so coulant
 + so e coulant

- 1 L = 1,1 kg. m².s⁻¹
- 2 L = 23
- 3 L = 35
- 4 L = 5
- 5 L = 65
- 6 L = 79
- 7 L = 111
- 8 L = 14
- 9 L = 175



REMARQUE : à fort débit liquide, l'écoulement pulsé provoque une variation importante de la conductivité. Nous en avons donc reporté seulement les valeurs extrêmes lues au conductimètre, que nous avons réunies sur les figures par un trait vertical.

Influence de la mouillabilité du garnissage :

Sur les figures III₇ et III₈ sont représentées respectivement les conductivités parallèles et perpendiculaires à l'écoulement, en fonction de G à co-courant pour $L = 17,5 \text{ Kg.m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ et pour les trois garnissages : mouillable, peu mouillable et non mouillable. Si les valeurs relatives aux deux premiers sont du même ordre de grandeur, celles relatives au troisième sont beaucoup plus faibles, révélant une texture différente du liquide.

15 - Interprétation des résultats

Nous la ferons d'abord en utilisant la notion de tortuosité des filets liquides. Nous représenterons ensuite la texture du liquide par un motif de réticulation asymétrique de filets.

151 - Tortuosité des filets liquides :

La grandeur généralement mesurée à l'aide des valeurs de conductivité et de porosité était jusqu'à présent le facteur de tortuosité. Nous avons vu précédemment que la conductivité relative du garnissage à l'état statique est : $C_s = \frac{C_s}{C} = 0,427$. La porosité valant $\epsilon = 0,67$, on en déduit que le facteur de tortuosité des pores du garnissage supposé isotrope est (cf § II-223) :

$$T_s = \frac{C}{C_s \epsilon} = 1,57$$

Lorsque du liquide s'écoule à travers ce garnissage, on peut d'abord le supposer sous forme de filets plus ou moins interconnectés et dont le facteur de tortuosité moyen vaut T' : la conductivité parallèle à

fig. III-7

INFLUENCE de la MOUILLABILITE du GARNISSAGE sur la CONDUCTIVITE RELATIVE PARALLELE A L'ECOULEMENT



fig. III-8

INFLUENCE de la MOUILLABILITE du GARNISSAGE sur la CONDUCTIVITE RELATIVE PERPENDICULAIRE A L'ECOULEMENT



l'écoulement nous renseignera sur la valeur de T' tandis que la conductivité perpendiculaire sera fonction du degré d'interconnexion de ces filets.

Pour un taux de rétention β et une conductivité $C_{//}$ donnés, on définira par un raisonnement analogue à celui utilisé dans la seconde partie (§ II-223), le facteur de tortuosité des filets liquides, soit :

$$T' = \frac{\epsilon \cdot \beta}{C_{//}}$$

Sur la figure III₉, l'ensemble de toutes les valeurs de conductivité $C_{//}$ obtenues pour les différents systèmes sont portées en fonction du produit $\epsilon\beta$.

Ces résultats peuvent en première approximation être corrélés par une droite moyenne passant par l'origine et dont nous caractériserons la pente par son inverse, soit :

$$\frac{\epsilon\beta}{C_{//}} = 1,58 \pm 0,40$$

Cette valeur n'est autre que la mesure du facteur de tortuosité des filets liquides qui est alors égal à celui des pores du garnissage.

Mais on observe que, pour les points relatifs à chacun des six groupes d'expériences, l'inverse de la pente de la meilleure droite à tracer dans chacun des six cas est donné dans le tableau III₁ :

T A B L E A U III₁

	eau	solution aqueuse de saccharose	solution aqueuse d'isopropanol
contre-courant	1,82 $\pm$ 0,15	1,50 $\pm$ 0,29	1,51 $\pm$ 0,27
co-courant	1,69 $\pm$ 0,30	1,43 $\pm$ 0,19	1,58 $\pm$ 0,23

x eau-saccharose - air
 o eau-isopropanol - air
 ● eau - air

VARIATION de la
 CONDUCTIVITE RELATIVE
 PARALLELE en FONCTION
 de ε/β

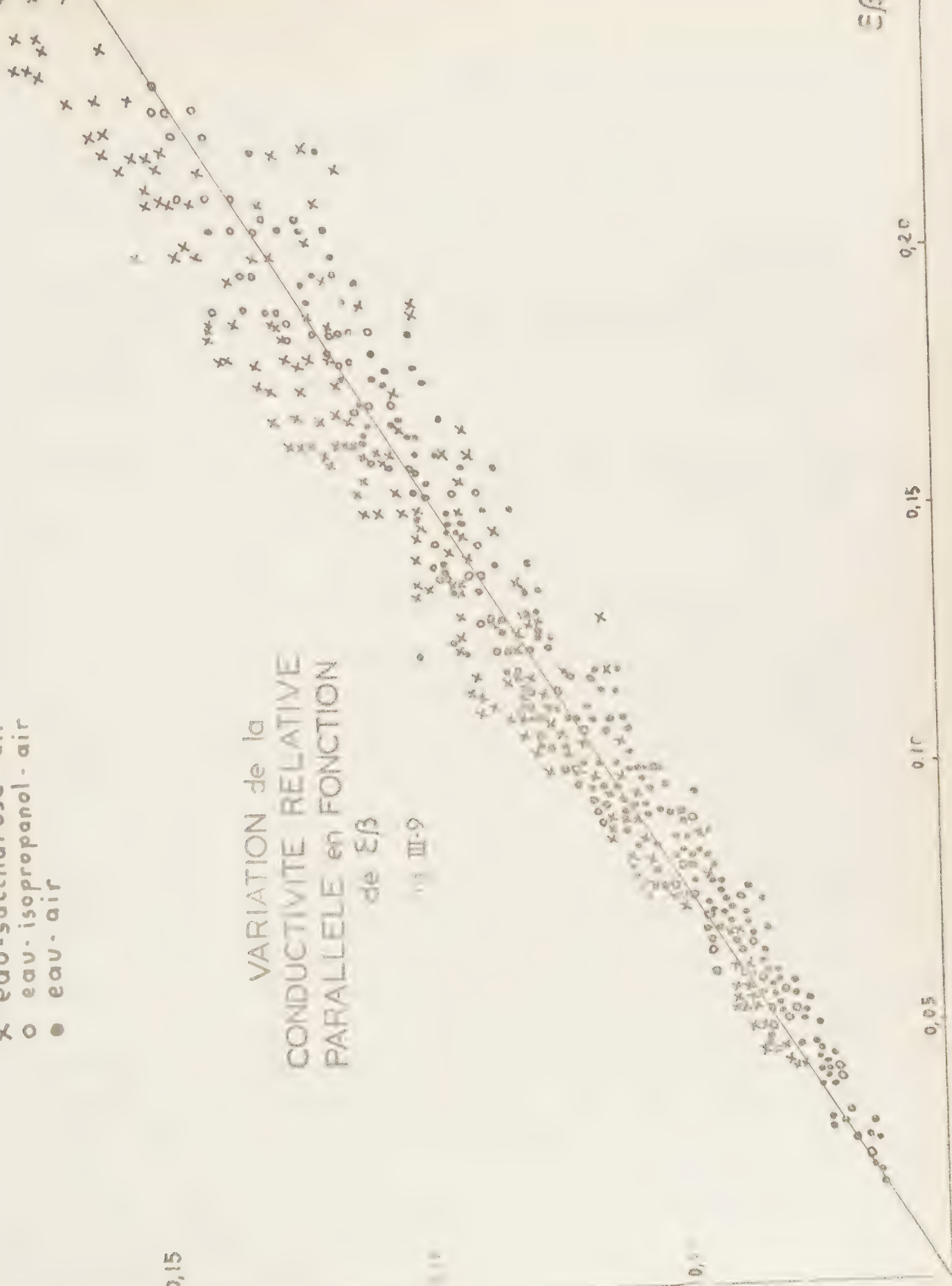
III-9

0,15

0,1

0,05 0,10 0,15 0,20

ε/β



Aucune relation simple n'apparaît entre ces valeurs et les différents paramètres, viscosité, masse volumique et tension superficielle de la phase liquide.

Nous parvenons donc à cette conclusion que, en première approximation, la tortuosité moyenne des filets liquides est presque constante et égale à la tortuosité propre des pores du garnissage utilisé. Cette tortuosité des filets est pratiquement indépendante de la nature des phases en présence, de leurs débits, de leurs vitesses relatives et même du sens de l'écoulement.

REMARQUE : GRIMLEY, sans le savoir, utilisa en fait cette propriété et put ainsi déterminer le taux de rétention liquide dans sa colonne à partir de mesures de conductivité.

152 - Degré d'interconnexion des filets liquides :

La figure III₁₀ présente l'ensemble des résultats expérimentaux sur la conductivité $C_{\perp}$ mesurée perpendiculairement à l'écoulement liquide. On observe cette fois que $C_{\perp}$ (inférieur à $C_{//}$) croît avec la rétention plus vite que linéairement suivant une loi unique valable pour tous les systèmes étudiés. On a approximativement :

$$C_{\perp} = (\epsilon\beta)^{1,35}$$

Pour interpréter ces variations, il est commode de reprendre le modèle des filets liquides et de considérer les deux cas extrêmes suivants :

- si la conductivité $C_{\perp}$ était rigoureusement nulle, cela signifierait que les filets liquides ne sont pas du tout interconnectés :

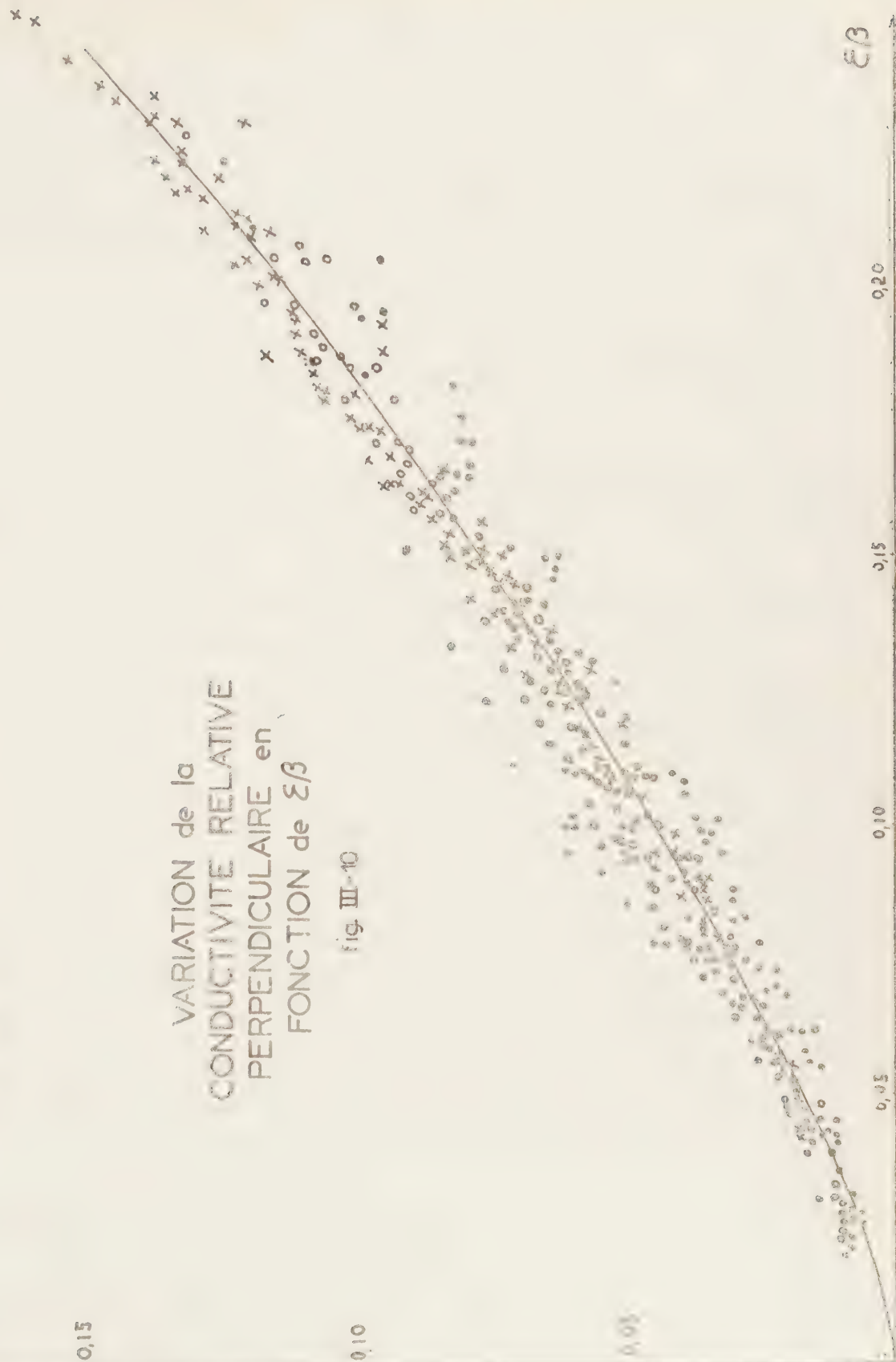
- si, au contraire, la conductivité $C_{\perp}$ prenait sa valeur maximale égale à $C_{//}$ mesurée dans le sens de l'écoulement, cela signifierait que la distribution du liquide est isotrope, c'est-à-dire encore que les ponts d'interconnexion entre filets sont aussi gros que les filets eux-mêmes.

C.L

x eau-saccharose - air
 o eau-isopropanol-air
 • eau - air

VARIATION de la
 CONDUCTIVITE RELATIVE
 PERPENDICULAIRE en
 FONCTION de ε/β

fig. III-10



Ainsi, le degré d'interconnexion des filets liquides peut être défini par le rapport

$\frac{C_{\perp}}{C_{//}}$: ce dernier pouvant s'exprimer par la relation approximative suivante :

$$\frac{C_{\perp}}{C_{//}} = 1,58(\epsilon\beta)^{0,35}$$

On verra plus loin que cette relation n'a qu'une valeur qualitative.

153 - Le modèle de réticulation asymétrique des filets liquides :

Nous allons préciser cette notion d'interconnexion des filets liquides en utilisant le modèle présenté sur la figure II₅.

Des gros filets verticaux, de diamètre x , sont reliés par de petits filets horizontaux de diamètre y . Le degré d'interconnexion est le rapport $\frac{y}{x}$.

Ce modèle est complètement déterminé par la connaissance de 2 parmi les 3 grandeurs $C_{//}$, $C_{\perp}$ et $\epsilon\beta$ (c'est en effet $\epsilon\beta$ qui représente maintenant la fraction volumique conductrice). Or, comme nous les connaissons toutes les trois, nous avons là en principe, une possibilité d'auto-vérification du modèle. En réalité, nous allons utiliser ces trois données expérimentales pour déterminer quelle est la fraction de la rétention liquide qui est réellement utilisée pour la conduction électrique. En effet, une partie du liquide peut se trouver, à chaque instant, sous la forme de gouttes indépendantes, ne participant donc pas au phénomène électrique.

Mode de calcul :

Grâce à la connaissance des deux conductivités $C_{//}$ et $C_{\perp}$ il est possible, à l'aide du diagramme II₁₁, d'en déduire les deux paramètres x et y du motif élémentaire, c'est-à-dire le diamètre relatif des gros

filets verticaux et celui des filets d'interconnexion. A partir de x et y , on peut connaître la fraction volumique conductrice correspondante, soit $\epsilon\beta_c$ et la porosité valant : $\epsilon = 0,67$, en déduire la part conductrice de la rétention β_c . Il suffit alors de comparer β_c à β et β_s .

Nous avons effectué cette interprétation pour l'ensemble de nos résultats expérimentaux en collaboration avec Monsieur CHARPENTIER, stagiaire de Recherches au C.N.R.S.. Nous avons ensuite reporté les valeurs de la rétention calculée β_c en fonction de la rétention totale mesurée $\beta_t = \beta + \beta_s$ sur un diagramme carré.

La position des points correspondants sur ce diagramme va pouvoir nous renseigner sur la texture du liquide. Nous savons en effet que la rétention se trouve sous deux formes dans le garnissage :

- Une forme statique β_s (rétention statique) localisée principalement aux points de contact entre les particules ;

- une forme dynamique β (rétention dynamique) qui, en s'écoulant à travers le garnissage forme des ponts entre les globules de la rétention statique situées sur le parcours des filets.

S'il est certain que la conductivité mesurée entre deux électrodes est relative à une phase liquide continue β_c , il est difficile de dire à priori de quoi cette phase continue est formée. Mais il est logique de penser qu'elle peut être reliée aux rétentions dynamique et statique par la relation suivante :

$$\beta_c = a.\beta + b.\beta_s$$

où a et b sont des nombres compris entre 0 et 1.

Différents cas peuvent alors être envisagés, parmi lesquels citons :

$$. \quad a = 1 \quad b = 1 \quad \beta_c = \beta + \beta_s$$

La rétention totale intervient (écoulement sous forme de filets irriguant complètement les interstices du garnissage)

$$. a = 1 \quad b = 0 \quad \beta_c = \beta$$

Seule la rétention dynamique forme une phase continue intervenant dans la conductivité (écoulement sous forme de filets irriguant peu le garnissage).

$$. a < 1 \quad b = 0 \quad \beta_c < \beta$$

Une fraction seulement de la rétention dynamique est continue, le reste s'écoule sous forme discontinue (écoulement sous forme de filets et de gouttes).

$$. a = 0 \quad b = 0 \quad \beta_c = 0$$

La rétention entière se trouve sous forme discontinue (écoulement sous forme de gouttes uniquement).

Ceci est illustré sur la figure III₁₁.

Nous voyons donc apparaître là une possibilité d'obtenir des informations supplémentaires et plus complètes sur la texture réelle du liquide à condition toutefois que celle-ci se présente sous forme soit de filets, soit de gouttes, soit d'un mélange des deux.

Pour chacun des systèmes étudiés à co et contre-courant, les résultats obtenus sont reportés sur les figures III₁₂, III₁₃ et III₁₄ d'où l'on peut formuler les conclusions suivantes :

- la position des résultats varie peu pour les différents systèmes.
- Le débit de gaz n'a, en première approximation, qu'une faible influence sur la texture du liquide qui dépend surtout du débit de ce dernier.
- A débit liquide faible, le garnissage est peu irrigué, l'écoulement se fait surtout sous la forme de filets avec quelquefois un faible pourcentage de gouttes (systèmes eau-air).
- L'irrigation du garnissage augmente avec le débit liquide, c'est-à-dire aussi avec la rétention. L'écoulement sous forme de gouttes, lorsqu'il existe, finit par disparaître et seul subsiste la texture de filets continus.

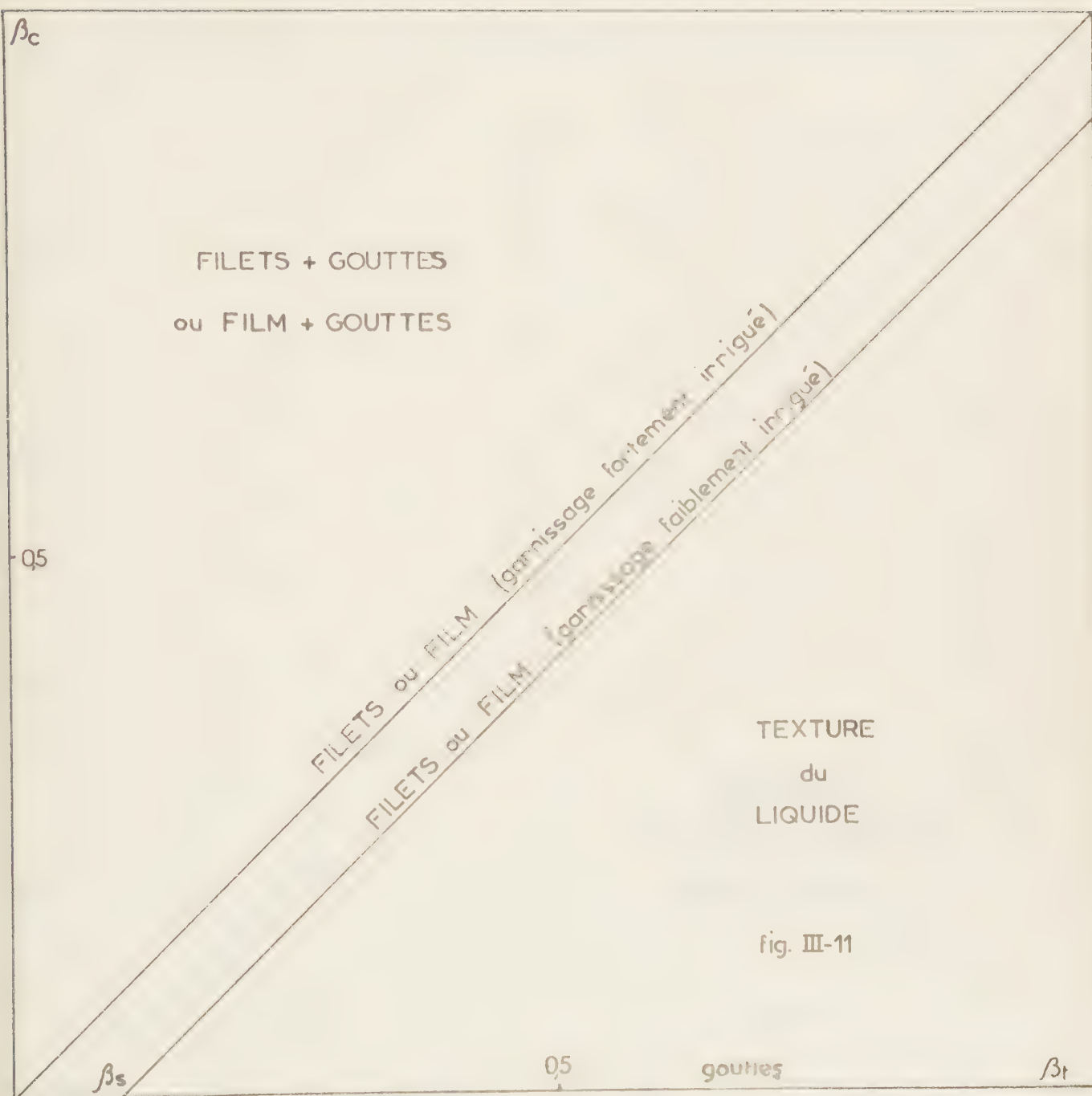
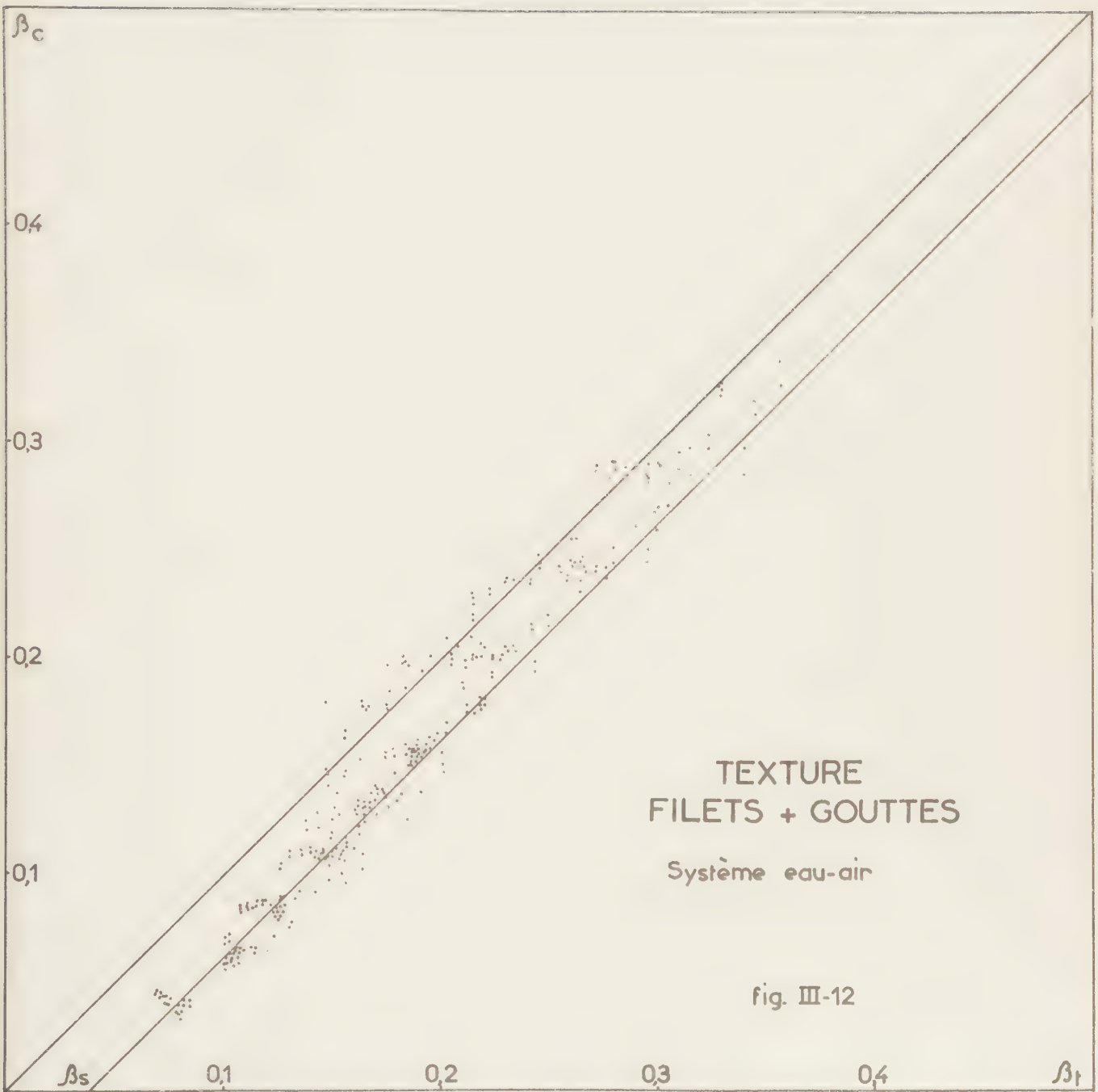
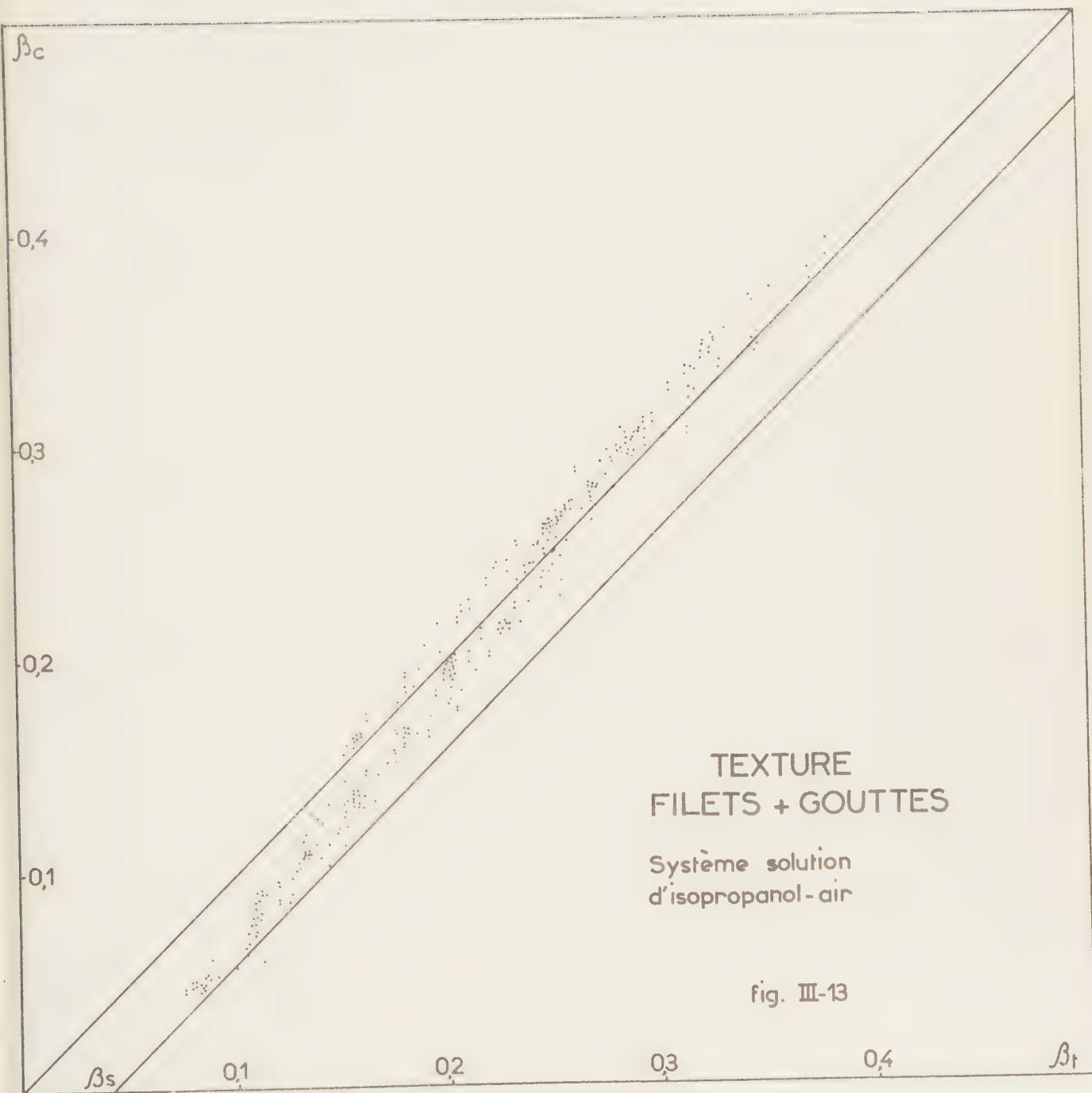
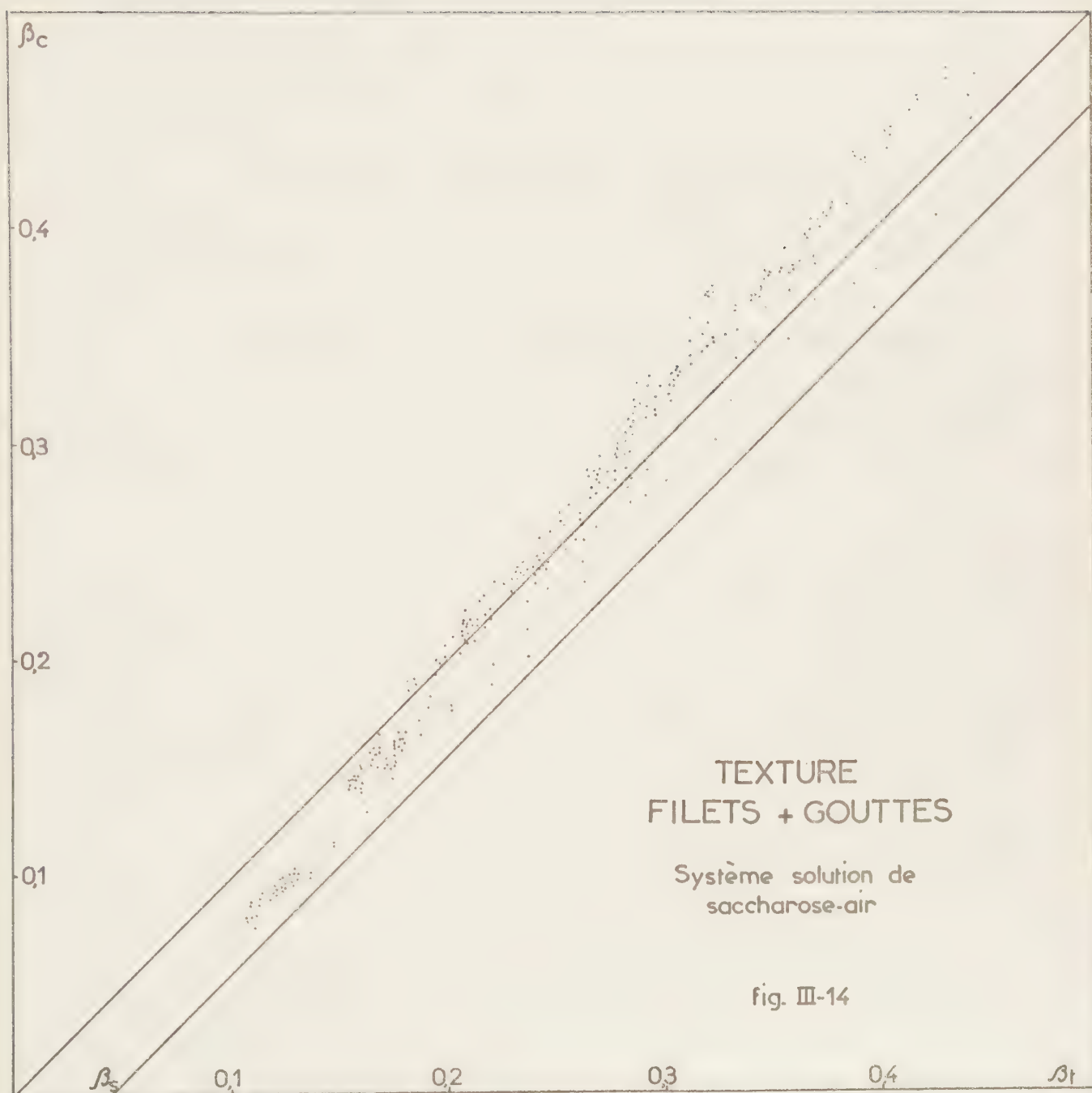


fig. III-11







- A débits liquides élevés, l'irrigation du garnissage devient complète et les points correspondants se situent même au-dessus de la diagonale (principalement pour les 2 systèmes : sol. d'isopropanol et sol. de saccharose-air). De tels résultats ne peuvent être expliqués par ce modèle. Ils révèlent une texture d'écoulement sous forme de films que nous étudierons plus loin.

L'influence de la mouillabilité du garnissage est montrée sur la figure III₁₅. On y remarque très nettement le déplacement vers le domaine des gouttes des résultats relatifs au garnissage non mouillable, ce qui est tout-à-fait normal.

Pourcentage de filets verticaux et degré d'interconnexion :

Nous avons de même calculé, à partir de chaque couple de valeur x et y, le pourcentage volumique de liquide (à l'état de phase continue) s'écoulant sous la forme de gros filets verticaux, soit :

$$P = \frac{x^2}{x^2 + 2y^2(1 - x)}$$

ainsi que le degré d'interconnexion des filets liquides défini par le rapport : $I = \frac{y}{x}$.

Ces deux grandeurs sont des fonctions du débit liquide (donc aussi de la rétention) et du débit de gaz, mais l'amplitude de leurs variations est relativement faible :

- ainsi, pour tous les débits de liquide et de gaz étudiés (sauf dans le cas d'un garnissage non mouillable), toutes les valeurs de I sont comprises entre 0,65 et 0,97, celles de P l'étant entre 0,40 et 0,65.

Nous avons reporté, à titre d'exemple, sur les figures III₁₆ et III₁₇, les variations de I en fonction de G pour 3 débits d'eau à contre et co-courant.

- à contre-courant (fig. III₁₆), le degré d'interconnexion I varie peu avec le débit de gaz, si ce n'est dans une zone proche de l'engorgement.

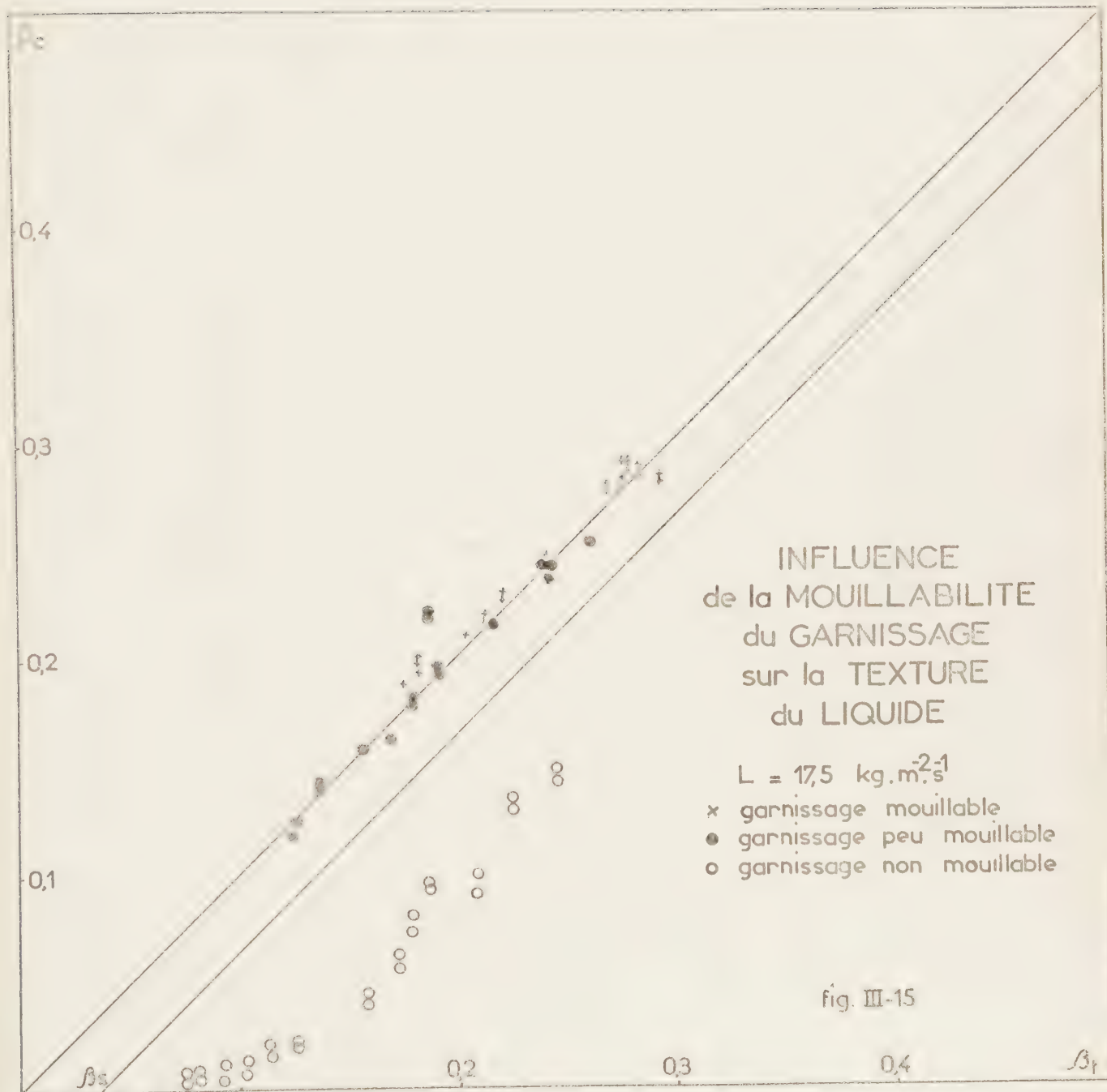


fig. III-16

DEGRE d'INTERCONNECTION des FILETS LIQUIDES à contre-courant





DEGRE D'INTERCONNEXION des FILETS LIQUIDES à co-courant .

fig. III-17

- A co-courant (fig. III₁₇) la variation de I avec G est plus sensible : I augmente progressivement (plus rapidement si le débit liquide est élevé) vers une valeur approximative de 0,9 pour les grands débits.

A contre-courant, le liquide a tendance à s'étaler sur le garnissage.

Des résultats analogues sont obtenus avec les autres systèmes.

Quant au pourcentage de filets s'écoulant verticalement, il est fonction de I et de x, dont il varie en sens inverse :

$$P = \frac{1}{1 + 0,1(1 - x)}$$

Il est important de remarquer que le degré d'interconnexion I n'est pas une fonction biunivoque de la rétention : à co-courant, I augmente alors que la rétention diminue, et à contre-courant il augmente avec la rétention.

Ce résultat n'est pas contradictoire avec celui donné au § III₁₅₂, car les grandeurs considérées ne sont pas les mêmes. Le rapport $\frac{C_{II}}{C_{II}}$ alors proposé n'était qu'une indication qualitative du degré d'interconnexion des filets qui est maintenant beaucoup mieux défini par la grandeur I.

Les figures III₁₈ et III₁₉ montrent l'influence de la mouillabilité du garnissage sur les deux grandeurs I et P. On en déduit qu'un garnissage hydrophobe est propice à un écoulement de nos filets peu interconnectés.

154 - Le modèle des films interconnectés :

Pour les forts débits de liquide, nous avons vu que le modèle précédent définissant une texture à 2 paramètres (filets + gouttes) ne rendait pas correctement compte des résultats expérimentaux. Il est donc nécessaire de rechercher une nouvelle texture en associant différemment deux des trois états limites d'écoulement possible : film, filet et goutte. Nous proposons la texture film + gouttes où l'état de film est défini à partir du motif de la fig. II₆ qui aurait pivoté de 90° : des films épais s'écoulent verticalement

INFLUENCE de la MOUILLABILITE du GARNISSAGE sur le degré d'interconnexion des filets liquides

Système eau-air co-courant

$$L = 17,5 \text{ kg. m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$$

- x garnissage mouillable
- garnissage peu mouillable
- garnissage non mouillable

fig. III-18



fig. III-19

INFLUENCE de la MOUILLABILITE du GARNISSAGE sur le POURCENTAGE VOLUMIQUE de FILETS VERTICAUX

Système eau-air co-courant
 $L = 17,5 \text{ kg. m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$

- x garnissage mouillable
- garnissage peu mouillable
- garnissage non mouillable



interconnectés horizontalement par des films plus minces.

REMARQUE : ce motif n'a pas une symétrie cylindrique, mais il pourra nous donner d'utiles indications sur l'existence éventuelle d'un écoulement sous forme de films.

Par le même mode de calcul que précédemment et en utilisant le diagramme n° III₁₀, nous en déduisons les deux épaisseurs y_1 du film vertical et y_2 du film horizontal, à partir des deux conductivités $C_{//}$ et $C_{\perp}$. Le taux de rétention participant à la conductivité est alors donné par :

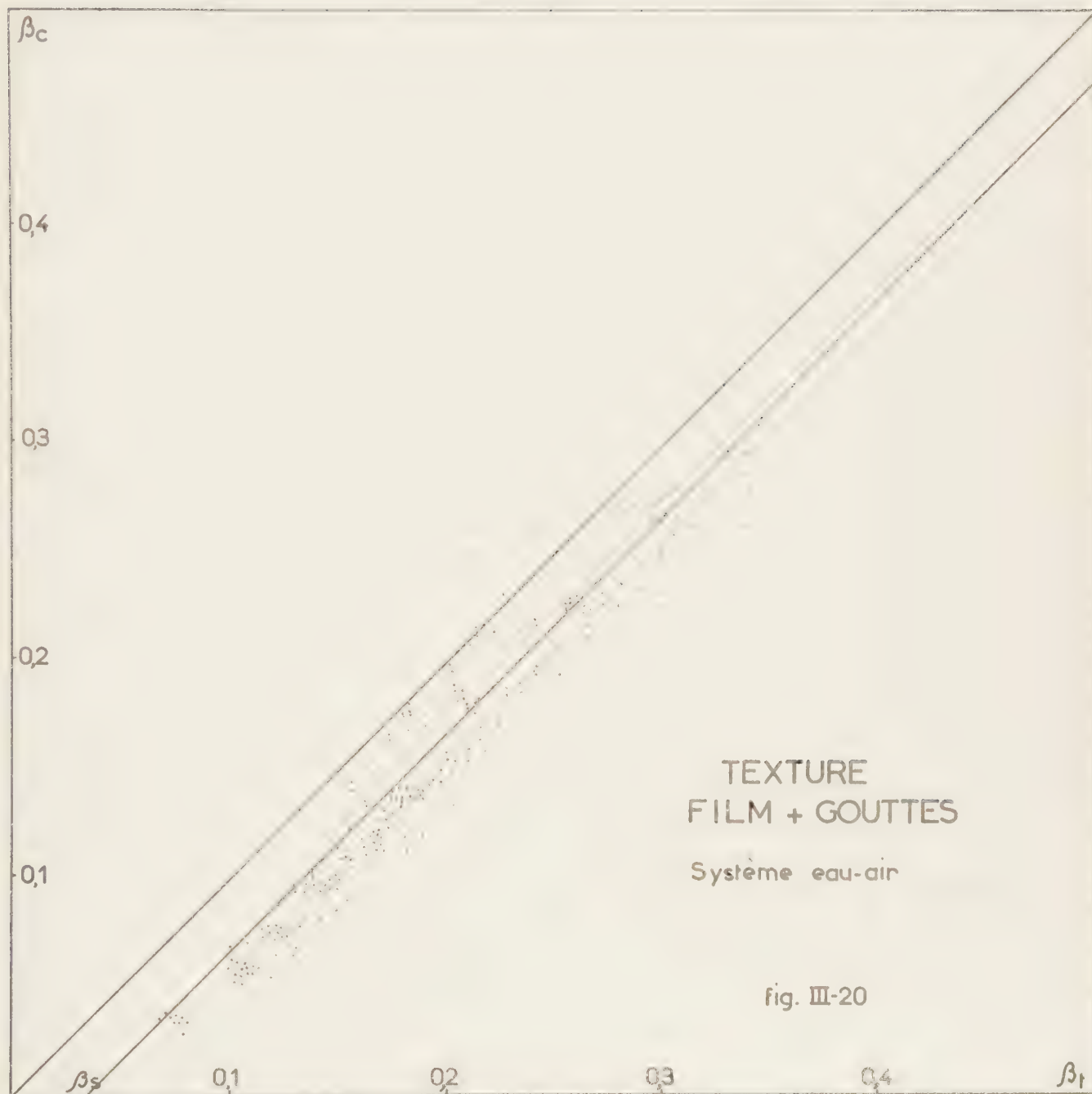
$$\beta_c = \frac{y_1 + y_2 - y_1 \cdot y_2}{\epsilon}$$

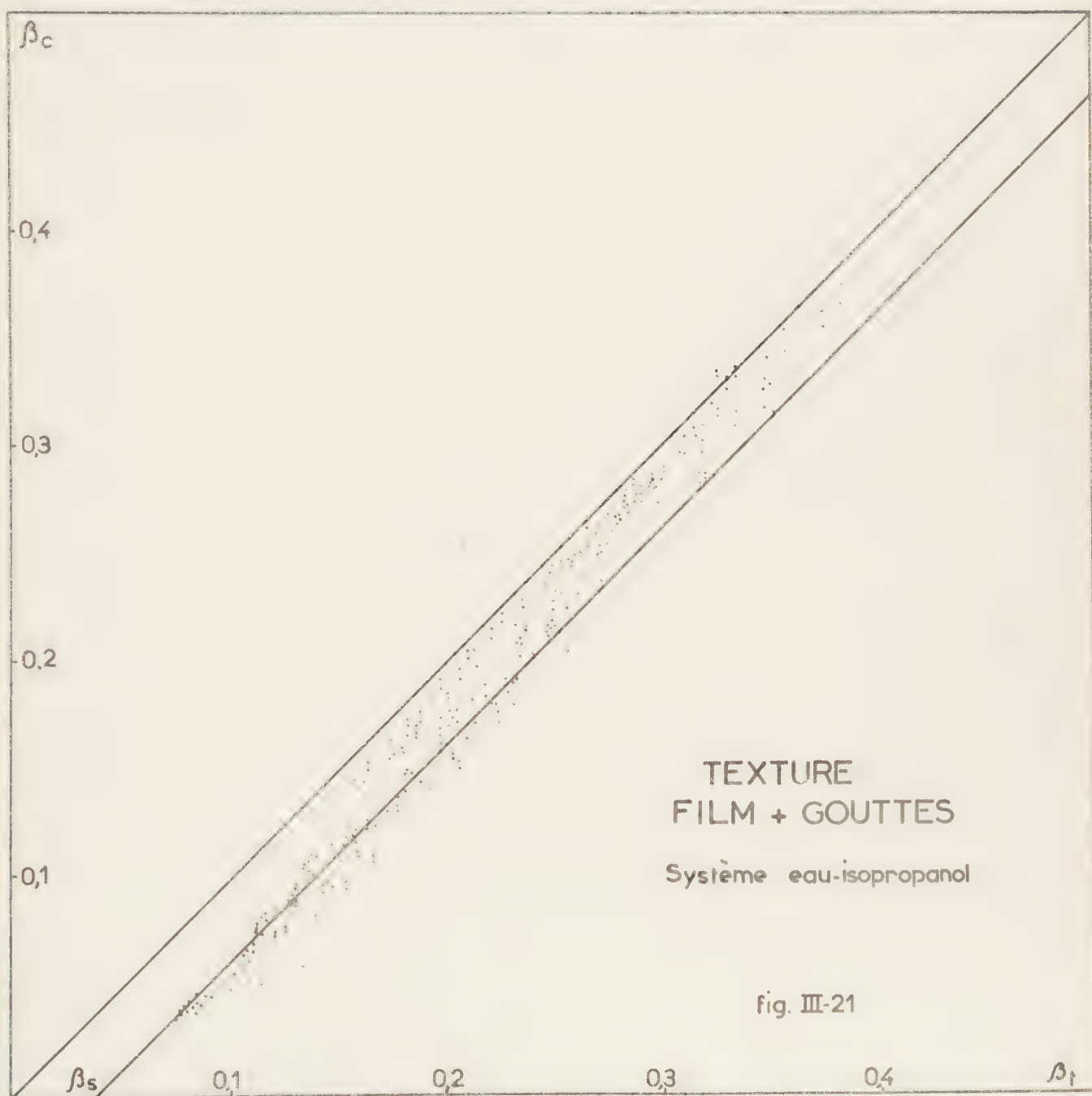
En reportant la valeur β_c en fonction de $\beta_t = \beta + \beta_s$ sur un diagramme carré (voir figure III₁₁), on en déduit la texture de l'écoulement.

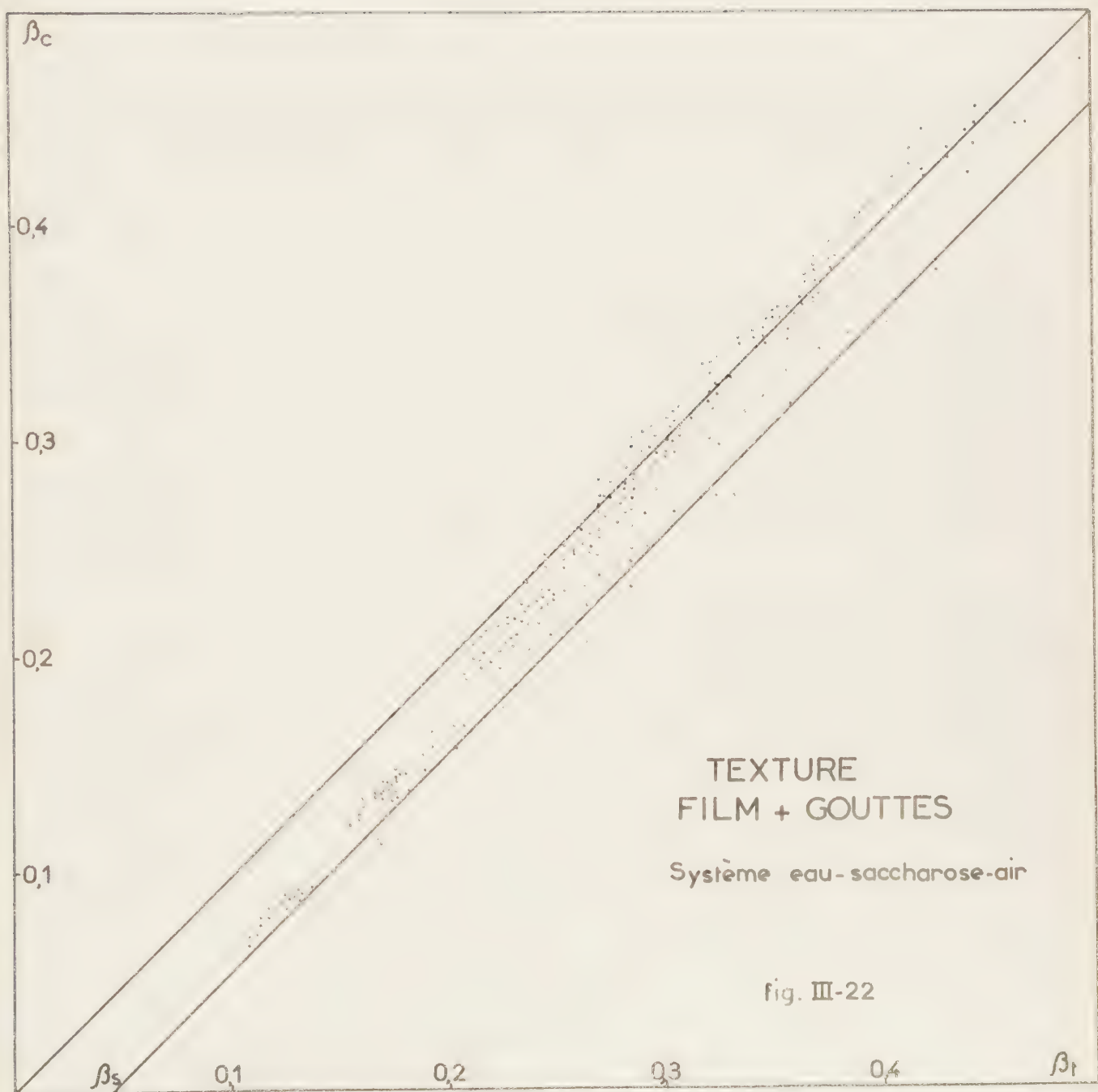
Les résultats obtenus, reportés sur les fig. III₂₀, 21 et 22, sont qualitativement les mêmes que précédemment et ne s'écartent plus de la diagonale pour les débits liquides élevés, si ce n'est légèrement dans le cas du système sol. de saccharose-air. Ce fait montre bien l'existence d'un écoulement sous forme de film, et nous pourrions répéter ce que nous avons déjà dit précédemment à propos de l'irrigation du garnissage, du degré d'interconnexion des films en fonction des débits de liquide et de gaz. Les conclusions seraient tout-à-fait analogues.

16 - Conclusion

L'interprétation précédente nous a fait découvrir un aspect nouveau de l'écoulement du liquide à l'intérieur d'un garnissage. Nous avons pu étudier sa texture sous la forme d'un "mélange binaire" de filets et de gouttes ou de films et de gouttes. En réalité, il est fort probable que la texture soit un "mélange ternaire" de films de filets et de gouttes, qu'il conviendra de caractériser ultérieurement par un modèle plus perfectionné.







2 - MESURE et INTERPRETATION de la CONDUCTIVITE ELECTRIQUE LOCALE et INSTANTANEE dans un GARNISSAGE IRRIGUE par un LIQUIDE CONDUCTEUR.

Dans l'étude précédente, les deux nouvelles grandeurs que nous avons introduites $C_{//}$ et $C_{\perp}$ nous ont conduit à une représentation moyenne et globale de la texture du liquide. Mais cette texture n'est pas constante dans le temps, ce qui se traduit par une fluctuation de la conductivité autour de sa valeur moyenne, considérée seule jusqu'à présent. Ces fluctuations traduisent un certain état d'agitation du liquide qui, pour les phénomènes de transfert notamment est aussi important à connaître que la texture moyenne.

Cette agitation prend naissance à l'échelle même de la particule du garnissage, qui, par sa forme et son orientation bouleverse l'écoulement local. Pour analyser plus profondément ce mécanisme, il est nécessaire d'effectuer des mesures non pas sur un grand volume, mais à l'échelon local de la particule. Nous avons donc mis au point un dispositif permettant la mesure et l'étude de la conductivité électrique locale et instantanée du garnissage. Nous décrirons ce dispositif et présenterons les résultats obtenus après l'étude bibliographique que nous allons voir maintenant.

21 - Etude bibliographique

Il n'y a pas eu, à notre connaissance, de travaux analogues aux nôtres, effectués dans le passé, si ce n'est le travail récent d'HOFTYZER (H3). Néanmoins, ce travail s'inclue parmi un ensemble d'études dont il

est normal de dire quelques mots.

Depuis longtemps, les chercheurs ont éprouvé le besoin d'approfondir le mécanisme d'écoulement en milieu poreux et ont tenté par diverses méthodes, autres que la conductivité électrique, d'en mettre en évidence les différents aspects : distribution du temps de séjour, mélangeage au sein d'une même phase fluide, étude de la texture locale d'un écoulement diphasique à co-courant, distribution d'un liquide s'écoulant à travers un garnissage etc...

Nous présentons en annexe (III₂)^{*} une étude bibliographique sommaire de ces différentes recherches, pour n'examiner ici que les études relatives à la distribution d'un liquide s'écoulant à travers un garnissage.

^{*} Références bibliographiques concernant l'annexe (III₂)

Al, 2, 3 - Cl, 3 - Dl, 2 - El - Gl, 2 - Hl - Kl, 4, 5, 6 - Ll, 2, 5 -
Ml, 2 - Nl, 2, 3 - Pl, 4 - Rl - Sl, 6, 7 - T3 - Zl

DISTRIBUTION D'UN LIQUIDE S'ÉCOULANT À TRAVERS UN GARNISSAGE :

De nombreux travaux ont été consacrés à ce problème. La technique utilisée consiste généralement à placer un certain nombre de prises d'échantillons sous le garnissage et à mesurer les valeurs locales des débits liquides recueillis sous la grille pour un mode d'arrosage déterminé en haut de la colonne.

Effet de paroi :

KIRSCHBAUM (K3), SELHEIMER (S3) et SCOTT (S2) montrent que le liquide s'accumule d'autant plus au voisinage des parois de la colonne que la hauteur traversée est plus grande. Dans certaines colonnes à distiller KIRSCHBAUM a même observé que le centre de la colonne est presque uniquement parcouru par la phase-vapeur. WEIMANN (W1), PERRY et DAVIES (P2), BAKER, CHILTON et VERNON (B1), rapportent au contraire que dans certaines conditions la répartition peut devenir uniforme. En particulier, les résultats de BAKER, CHILTON et VERNON indiquent que le liquide atteint une répartition uniforme quand il a traversé une hauteur garnie égale à quatre à cinq fois le diamètre de la colonne.

La paroi peut agir d'une double façon :

- par un effet géométrique : on observe un excédent de porosité au voisinage de la paroi (B2 - K2) sur une épaisseur qui est de l'ordre de 3 à 4 fois le diamètre de l'élément du garnissage (B2). Pour que cet effet soit négligeable, il faut que le diamètre de la colonne soit au moins dix fois, si ce n'est vingt fois le diamètre de l'élément du garnissage.

- Par la différence de mouillabilité entre la paroi et le garnissage.

On conçoit intuitivement comme d'ailleurs CIHLA et SCHMIDT (C2) l'ont montré théoriquement, que la répartition du liquide doit être rigoureusement uniforme et "l'effet de paroi" s'annuler si cette paroi est parfaitement réfléchissante, c'est-à-dire non mouillable par le liquide. C'est effectivement ce qui a été vérifié expérimentalement avec les anneaux Raschig en verre parfaitement dégraissés et une paroi de colonne constituée soit de polychlorure de vinyle, soit de verre revêtu d'un vernis silicone hydrofuge (L3).

Hypothèse du mécanisme diffusionnel de l'écoulement :

TOUR et LERMAN (T2) ont essayé de vérifier que la distribution des débits liquides suit un mécanisme diffusionnel isotrope. Mais cette hypothèse fut rejetée plus tard par LESPINASSE (L4) par la mise en évidence de chemins préférentiels étudiés par une méthode statistique. Plus récemment, PORTER et JONES (P3) ont également tenté de vérifier le mécanisme diffusionnel en plaçant sous un garnissage d'anneaux Raschig de 12,5 mm un réseau en nid d'abeilles, recueillant le liquide en 125 points différents, mais ils n'ont pu parvenir à une conclusion certaine du fait d'une dispersion considérable des valeurs des débits locaux mesurés, due à la formation de chemins préférentiels.

Enfin HOFTYZER (H3) a proposé tout récemment une nouvelle méthode utilisant la conductivité électrique pour l'étude de la distribution du li-

quide à l'intérieur d'un garnissage. Il utilise pour cela 1 colonne de 40 cm de diamètre garnie d'anneaux Raschig de 2,54 cm. Son étude très complète se compose de deux parties que nous allons examiner plus en détail.

Distribution du liquide sur la surface du garnissage :

Elle est déterminée en mesurant l'épaisseur du film liquide s'écoulant sur la surface externe d'anneaux répartis dans un même plan d'une section droite de la colonne. La mesure est faite par conductivité électrique. Chaque anneau de cette section possède sur sa surface externe deux électrodes en fil de platine de 0,5 cm de diamètre connectées à un conductimètre fonctionnant en courant alternatif de 1 000 cycles par seconde. Pour ne pas perturber l'écoulement, les fils de connexion passent en-dessous de la couche de mesure. La distribution des conductivités, donc la distribution du liquide, est déterminée par analyse de variance en fonction de :

- la hauteur garnie au-dessus de la couche de mesure (220 cm au maximum),
- le mode de remplissage (5 différents),
- le débit de liquide ($0 < L < 1,13 \text{ Kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$),
- le débit de gaz ($0 < G < 1,3 \text{ Kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$) à contre-courant du liquide.

Les résultats indiquent que l'état d'irrigation est fonction du débit liquide, mais varie peu avec le débit de gaz. Pour un anneau Raschig donné, l'irrigation est déterminée par sa position et par l'orientation des anneaux immédiatement au-dessus de lui. Elle ne change pratiquement pas après un arrêt momentané des débits. Par contre, elle varie énormément si la position des anneaux supérieurs est changée. Le garnissage est propice à la formation de chemins préférentiels : ainsi, pour un débit liquide de $0,6 \text{ Kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$, 50 % du débit liquide s'écoule sur 5 % seulement de la surface du garnissage. Néanmoins, il semble que la qualité de l'irrigation augmente avec le débit liquide.

Répartition du liquide entre le garnissage et la paroi :

De la même façon que SHERIDAN et Mc DONALD (S5) avaient étudié le mécanisme de transport de liquide à partir de sphères vers une paroi ver-

ticale, HOFTYZER l'a étudié pour des anneaux Raschig. Il trouve que le tiers du nombre des anneaux présents le long de la paroi jouent un rôle utile pour le transport du liquide à cette paroi. A une profondeur égale à huit fois le diamètre de la colonne et pour une alimentation uniforme, 20 % du liquide s'écoulent à la paroi.

Signalons enfin les études récentes de MULLIN (M3) sur la répartition du liquide dans des colonnes à grilles.

22 - Orientation de notre travail

D'après les travaux que nous venons de citer, on s'aperçoit qu'un garnissage de colonne d'absorption ne favorise pas autant qu'on eût pu l'espérer la mise en contact du gaz et du liquide. Ce dernier a tendance à s'écouler en filets plus ou moins gros dans le garnissage, en suivant des chemins préférentiels. Or la nature tourmentée et tortueuse de ce dernier favorise et entretient un état de turbulence dans les filets liquides. Le transfert de matière entre les deux phases gazeuse et liquide sera alors fonction du taux de renouvellement et de l'âge de chaque élément d'interface, comme le montrent les théories de la pénétration.

Il était donc intéressant d'essayer d'atteindre la variation de la texture du liquide au cours du temps en mesurant son amplitude et sa fréquence. C'est vers cet objectif que s'est orienté notre travail.

Nous avons vu précédemment qu'il était possible de mesurer la conductivité électrique moyenne du garnissage irrigué. En fait, dans des conditions données de fonctionnement, cette conductivité fluctue et ceci d'autant plus que la cellule de mesure utilisée est plus petite. Ces fluctuations se présentent sous la forme d'une fonction aléatoire du temps. L'étude et le traitement des fonctions aléatoires sont bien connus des mathématiciens et des physiciens (B3), notamment pour l'étude des phénomènes de turbulence en aérodynamique (B3) dont nous nous sommes inspirés dans le présent travail.

Nous avons reporté en annexe III-3 un bref rappel mathématique sur les fonctions aléatoires stationnaires du second ordre et sur l'analyse harmonique.

REMARQUE :

La résistance électrique considérée $R(t)$ doit être, de par sa nature, une fonction aléatoire stationnaire du second ordre. Toutefois, nous ne l'avons pas établi complètement avec certitude. S'il est facile de mesurer les deux premiers moments (moyenne et variance) et de constater qu'ils ne dépendent pas de l'instant de la mesure, il n'en est pas de même pour vérifier que la covariance $\Gamma(t_1, t_2)$ ne dépend que de la différence $t_1 - t_2 = \tau$. Il aurait fallu pour cela enregistrer les variations de résistance $R(t)$ et faire la vérification pour diverses valeurs de τ . Malheureusement, nous n'avons pas pu effectuer cet enregistrement n'ayant pas d'appareil suffisamment rapide. Nous avons donc admis qu'il en était ainsi dans la suite de l'étude.

Le montage expérimental que nous avons mis au point, permet de mesurer la valeur moyenne de $R(t)$, son écart type $\sigma(R)$, et d'en faire l'analyse harmonique.

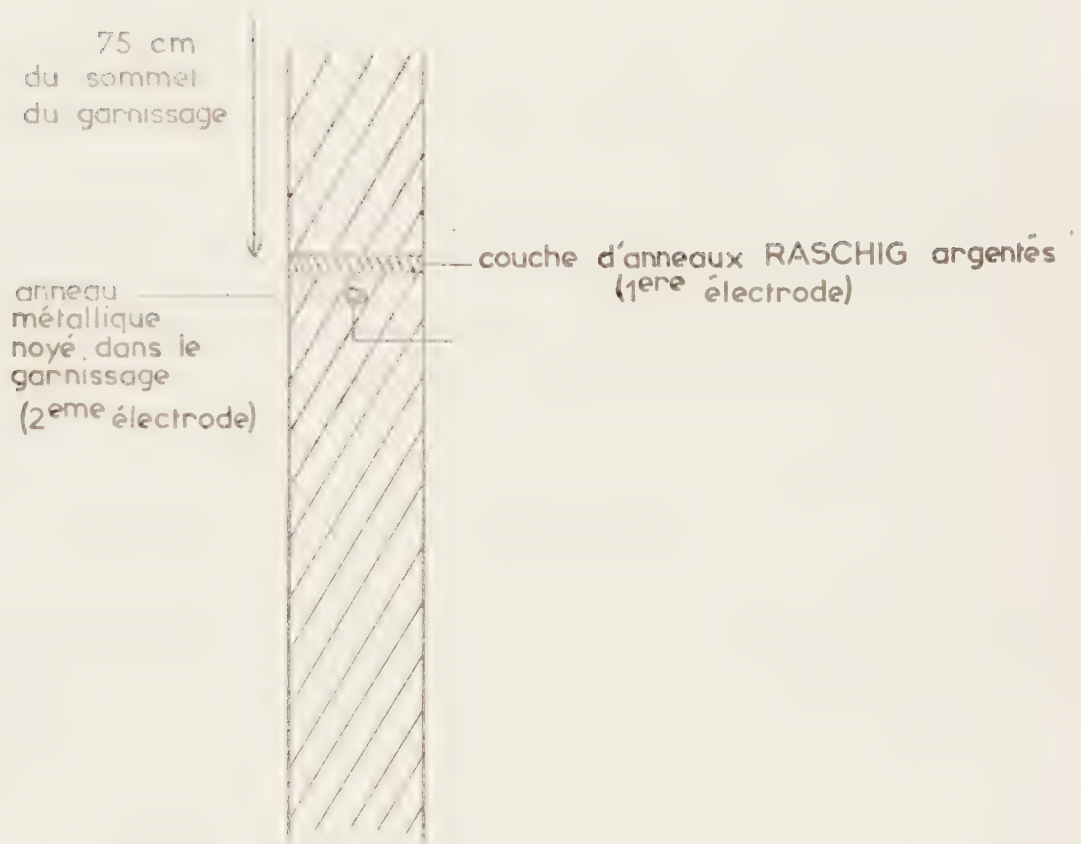
Avant de présenter et d'interpréter les résultats obtenus, nous allons décrire ce dispositif et la technique expérimentale employée.

23 - Description du dispositif expérimental :

Il comprend essentiellement la cellule et les appareils de mesure.

231 - La cellule de mesure

Destinée à renseigner sur la conductivité électrique locale du garnissage, elle se compose de deux électrodes constituées respectivement par un anneau Raschig métallique noyé dans le garnissage isolant et par une couche d'anneaux Raschig métallisés voisine (fig. III₂₃).



LA CELLULE de MESURE

fig. III-23

La couche d'anneaux métallisés est analogue à celles que nous avons déjà décrites. L'anneau Raschig métallique en cuivre est situé à une distance équivalente à deux diamètres d'anneaux en-dessous de la couche précédente. Un fil de cuivre isolé, soudé à l'anneau, assure la liaison avec les appareils de mesure.

Comme dans la colonne utilisée par HOFTYZER (H3), l'écoulement liquide n'est pas perturbé par la présence du fil de connexion.

Cette cellule occupe la même position que la cellule supérieure décrite au § III-1211 (c'est-à-dire à 75 cm du sommet du garnissage), les cellules médianes et inférieures demeurant identiques à celles du § III-121.

L'expérience montre que la résistance électrique locale, ainsi mesurée a, suivant les débits de liquide et de gaz utilisés, une valeur moyenne comprise entre quelques milliers d'ohms et 3.10^4 ohms environ, l'amplitude des fluctuations ne dépassant pas 20 % de la valeur moyenne correspondante et leur fréquence étant comprise en général entre 1 et 20 Hz.

232 - Principe de la méthode utilisée :

Il consiste d'abord à transformer la fluctuation de résistance en fluctuation de tension. On peut utiliser à cet effet deux circuits différents (fig. III₂₄). Pour simplifier, supposons la source de tension E continue.

- Le premier circuit (a) consiste à mettre en série avec la résistance fluctuante R une résistance R' très supérieure à R. La tension V recueillie aux bornes de R est :

$$V = \frac{R}{R + R'} \cdot E \simeq \frac{R}{R'} E$$

$$\Delta V = \frac{E}{R'} \cdot \Delta R$$



$$R' \gg R \quad \Delta V = \frac{E}{R'} \Delta R$$



$$R' \ll R \quad \Delta V = E R' \Delta \left(\frac{1}{R} \right)$$

Les DEUX MONTAGES UTILISABLES

fig III-24

L'intensité du courant dans le circuit est pratiquement constante à $\frac{R' - R}{R'}$ près. Avec la même précision, la variation de tension est proportionnelle à la variation de résistance. La mesure sera correcte si $\frac{R}{R'} < 10^{-2}$.

- Le second circuit (b) consiste à mettre en série avec la résistance fluctuante R, une résistance R' très petite devant R. La tension V recueillie aux bornes de R' est :

$$V = E \cdot \frac{R'}{R + R'} \approx \frac{E \cdot R'}{R}$$

$$V \approx E \cdot R' \cdot \frac{1}{R}$$

$$\Delta V \approx E \cdot R' \cdot \Delta\left(\frac{1}{R}\right)$$

L'intensité du courant dans le circuit, donc la tension V, est proportionnelle à la conductance $\frac{1}{R}$ à $\frac{R - R'}{R}$ près. La mesure sera correcte si $\frac{R}{R'} > 10^2$.

Ce circuit a notamment été utilisé par LAMB, MANNING et WILHELM (L1) pour l'étude du mélangeage au sein d'une même phase fluide.

Le premier circuit est recommandé si l'on veut mesurer une fluctuation de résistance et le second si l'on veut mesurer une fluctuation de conductance. L'inconvénient de chacun de ces circuits est de transmettre une tension V très faible devant E (au moins 100 fois), ce qui exige une amplification de V.

Dans notre cas, c'est le premier circuit dans son principe, que nous avons utilisé, car l'intensité constante est fournie par un générateur de courant constant et la tension V est alors suffisante sans amplification. Nous mesurons ainsi non pas des fluctuations de conductance, mais des fluctuations de la grandeur inverse, c'est-à-dire de résistance. Enfin, pour éviter tout phénomène de polarisation, nous avons utilisé une source de tension alternative de fréquence 10 000 Herz.

REMARQUE : en utilisant une tension alternative, la variation ΔV ne sera proportionnelle à la variation de résistance ΔR , que si l'impédance de la

cellule $Z = R + \frac{j}{\omega C}$ a une réactance négligeable. C'est en fait ce que nous avons vérifié dans les conditions normales de fonctionnement de la colonne en se servant pour cela d'un pont d'impédance.

Le principe de la méthode de mesure est le suivant (fig. III₂₅) : un courant constant de fréquence 10 000 herz est envoyé aux bornes de la cellule et se trouve modulé par les fluctuations de la résistance (fig. III₂₆). Cette tension est ensuite détectée, c'est-à-dire démodulée. On supprime alors la composante continue en lui opposant la tension d'une pile. La connaissance de cette dernière donne la valeur moyenne de la résistance. Une fois centrée, la tension est envoyée dans un filtre sélectif ou non (analyseur harmonique) de gain en tension peu différent de 100, dont la sortie est reliée à un voltmètre thermique de forte constante de temps, lui-même relié à un enregistreur SEVRAM, type OS VAC. Le filtre étant d'abord non sélectif, la tension est simplement amplifiée sans être filtrée, et l'enregistrement donne la valeur quadratique moyenne de la fluctuation de tension $v^2(t)$. En position sélective, le filtre ne laisse passer qu'une bande étroite de fréquence dont l'enregistreur nous donne la contribution moyenne en puissance : $e_i^2(t)$.

Il est alors facile d'obtenir la fonction spectrale de la fluctuation exprimée par sa densité spectrale $F(n)$:

$$F(n) = \frac{e_i^2(t)}{v^2(t) \cdot \Delta n}$$

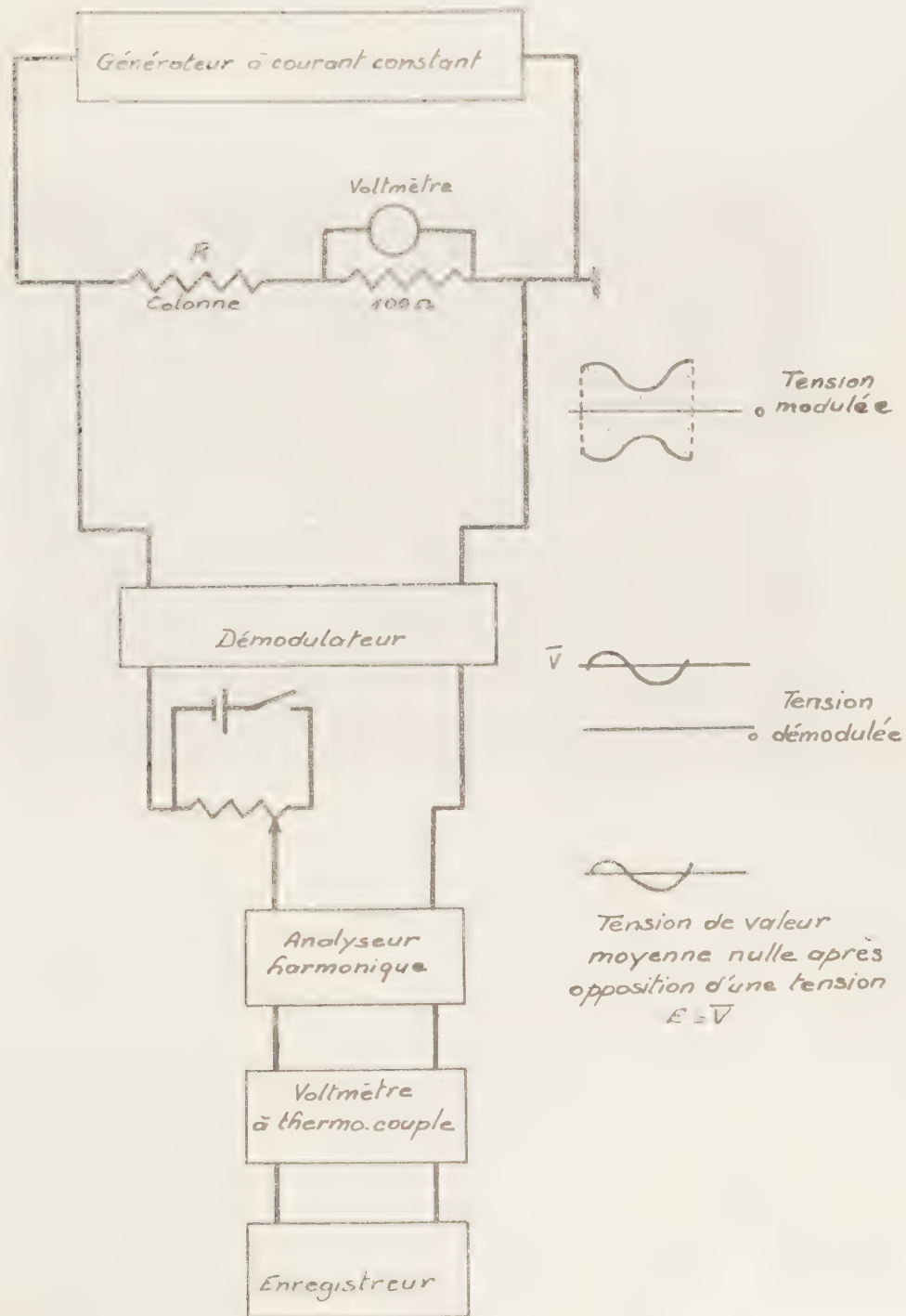
Δn étant la bande passante du filtre.

233 - Description de l'appareillage électronique

L'ensemble électronique nécessaire à cette étude a été mis au point en collaboration étroite avec Monsieur MIHE, Technicien-Electronicien au Centre National de la Recherche Scientifique. On en trouvera une description détaillée en annexe III-4.

fig. III-25

SCHEMA DE PRINCIPE
DU DISPOSITIF DE MESURE



TENSION MODULEE

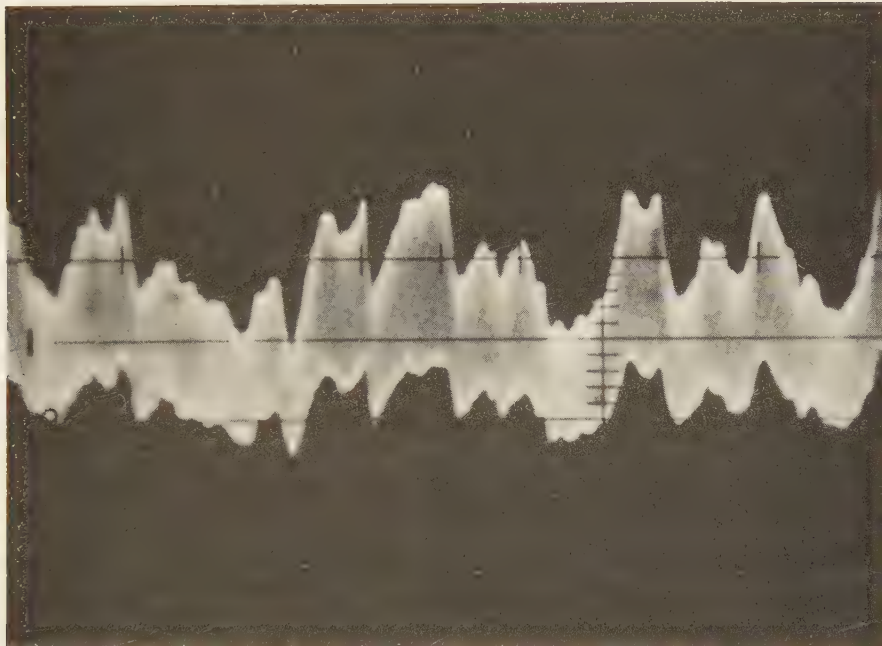


Fig III - 26

24 - Mode opératoire et précision des mesures

Les débits liquides et gazeux sont d'abord ajustés dans la colonne. On fixe ensuite l'intensité i du courant dans la cellule.

La mesure de la valeur moyenne de la tension effectuée à l'aide d'un voltmètre LEMOUZY est précise, si les fluctuations ne sont pas trop importantes et si leur fréquence n'est pas trop faible. Dans nos mesures, cette précision est de l'ordre de 5 à 10 %.

La valeur quadratique moyenne de la fluctuation fournie par le voltmètre thermique se présente elle-même comme une fonction aléatoire du temps. Il n'est pas possible d'en faire la lecture directe sur le voltmètre et pour en obtenir la valeur moyenne, il est nécessaire de l'intégrer. Le mode d'intégration que nous avons choisi est l'enregistrement sur un papier dont la vitesse de déroulement est de 1 mm/s. Le papier est ensuite découpé suivant la courbe obtenue et la valeur moyenne en est déduite par pesée sur une balance MONTIER. La précision de cette mesure dépend essentiellement du temps d'intégration, lui-même fonction de la variance des valeurs enregistrées. Il faut en effet, que la valeur moyenne ainsi mesurée se rapproche le plus possible de celle qui serait obtenue pour un temps d'intégration infini (voir annexe III-3).

Dans le cas du co-courant et pour des débits de liquide et de gaz suffisamment grands, l'expérience montre qu'un temps d'intégration de 5 mn donne des résultats reproductibles à quelques pour-cents près.

Pour le contre-courant au contraire, l'intégration doit être très longue, de l'ordre de 20 minutes et quelquefois plus.

La mesure de la puissance partielle de chaque fréquence se fait de la même façon, les temps d'enregistrement variant de 10 mn à 1 Hz, à 1 mn environ à 20 Hz.

Après étalonnage de notre appareillage, le passage des résultats obtenus sur les fluctuations de tension aux grandeurs correspondantes des

fluctuations de résistance se fait de la manière suivante :

Valeur moyenne :

$$\bar{R} = \frac{\bar{V} \cdot 0,856}{i}$$

Ecart-type :

$$\sigma_r = \frac{\sigma_v}{98 \cdot i}$$

$\bar{R}$ et σ_r s'expriment en ohms. Nous les mettrons sous forme adimensionnelle en les divisant par la résistance R_0 de la cellule pleine de liquide sans anneau. Ainsi, nous retrouvons le facteur de résistivité $F = \frac{\bar{R}}{R_0}$ qui est l'inverse de la conductivité relative considérée jusqu'à présent. On exprimera de même l'écart-type du facteur de résistivité par :

$$\sigma_F = \frac{\sigma_r}{R_0}$$

REMARQUE : R_0 est déterminée sur une cellule indépendante où l'anneau métallique se trouve situé à la même distance, mais au-dessus de la couche d'anneaux argentés, la cellule ne contenant que du liquide conducteur.

$R_0 = 300\Omega$ si la résistivité du liquide est $\rho = 1\ 000\ \Omega.cm$

La densité spectrale des fluctuations est obtenue en assimilant la courbe de sélectivité du filtre à une courbe idéale rectangulaire de hauteur 98 et de largeur :

$$\Delta n = 0,04 \cdot n$$

n étant la fréquence d'accord.

25 - Présentation des résultats expérimentaux

Les mesures ont été effectuées avec le système eau-air seulement à co et contre-courant d'air pour 4 débits liquides :

$$L = 3,5 \quad - \quad 7,9 \quad - \quad 11,1 \quad \text{et} \quad 17,5 \text{ Kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$$

A co-courant une nouvelle installation nous a permis d'obtenir des débits d'air supérieurs à $4 \text{ Kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$. Le garnissage est le même que précédemment mais le remplissage est différent : sa porosité est $\epsilon = 0,64$.

Nous exposerons successivement les résultats des mesures des valeurs moyennes, écarts types et spectre de fréquence des fluctuations de résistance.

251 - Valeur moyenne

La valeur moyenne de la résistance locale, exprimée sous la forme d'un facteur de résistivité est représentée sur les figures III₂₇ pour le contre-courant et III₂₈ pour le co-courant.

Les remarques suivantes peuvent être formulées :

- la résistance électrique locale est, en général, comprise entre la valeur globale mesurée parallèlement à l'écoulement et celle mesurée perpendiculairement.

- Après chaque réajustement des débits, l'irrigation locale "vue" à travers la résistance électrique, offre une assez grande dispersion surtout pour l'écoulement à contre-courant.

- Il ne semble pas possible de relier la résistance moyenne locale mesurée, à la rétention locale correspondante. Par contre, ces deux valeurs varient certainement en sens inverse et on peut dire que la résistance moyenne est une mesure qualitative de la rétention locale.

252 - Ecart-type

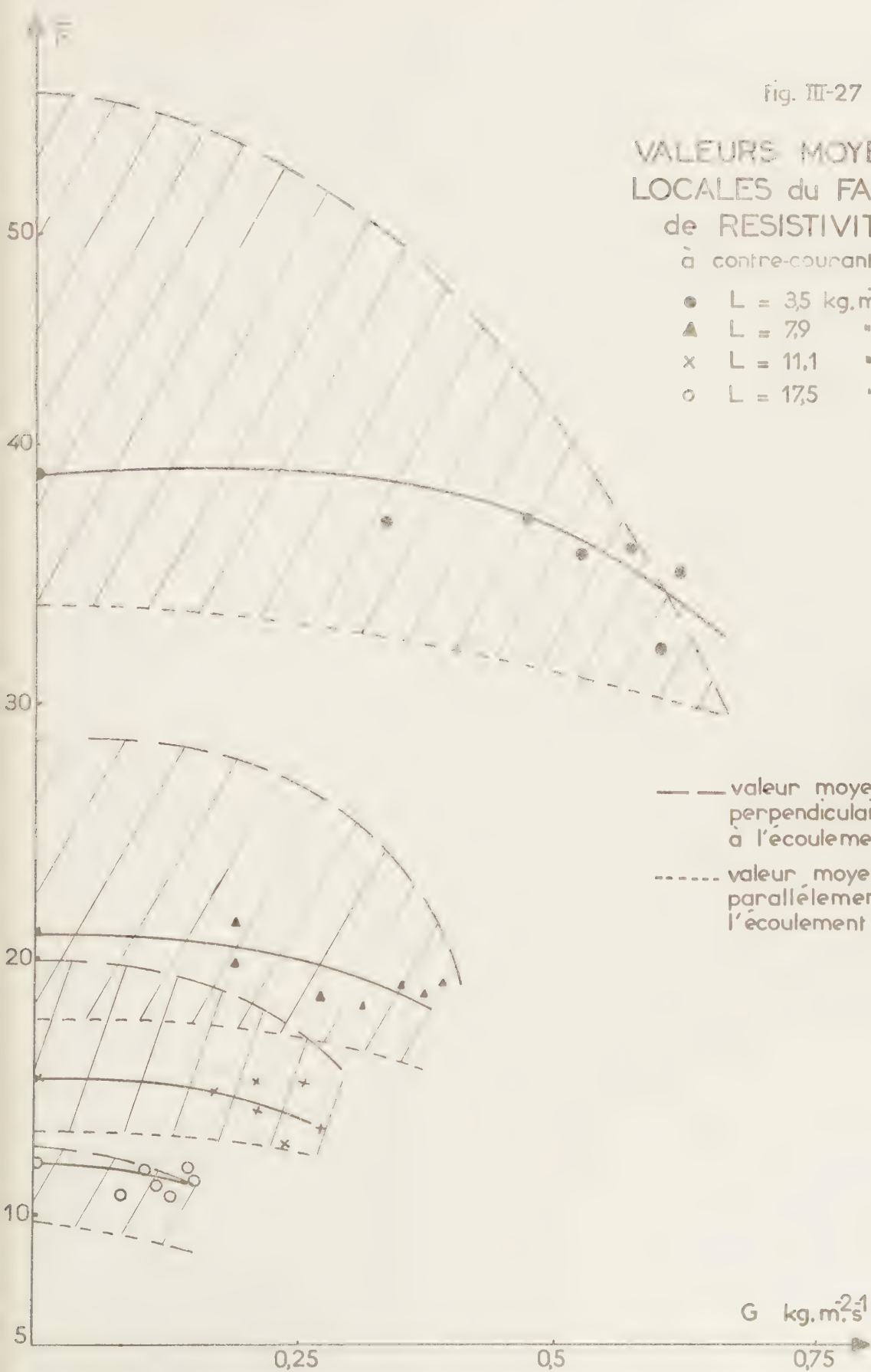
On conçoit que l'écart-type seul ne soit pas suffisant pour caractériser un état de turbulence donné : il faut aussi connaître la résistance moyenne à laquelle il se rapporte. C'est pourquoi nous avons porté sur les figures III₂₉ et III₃₀ les écarts réduits $\frac{\sigma_F}{F}$ en fonction de G à contre et co-courant pour les 4 débits d'eau étudiés.

fig. III-27

VALEURS MOYENNES LOCALES du FACTEUR de RESISTIVITE

à contre-courant

- $L = 3,5 \text{ kg.m}^{-2}\text{s}^{-1}$
- ▲ $L = 7,9 \text{ "}$
- x $L = 11,1 \text{ "}$
- $L = 17,5 \text{ "}$



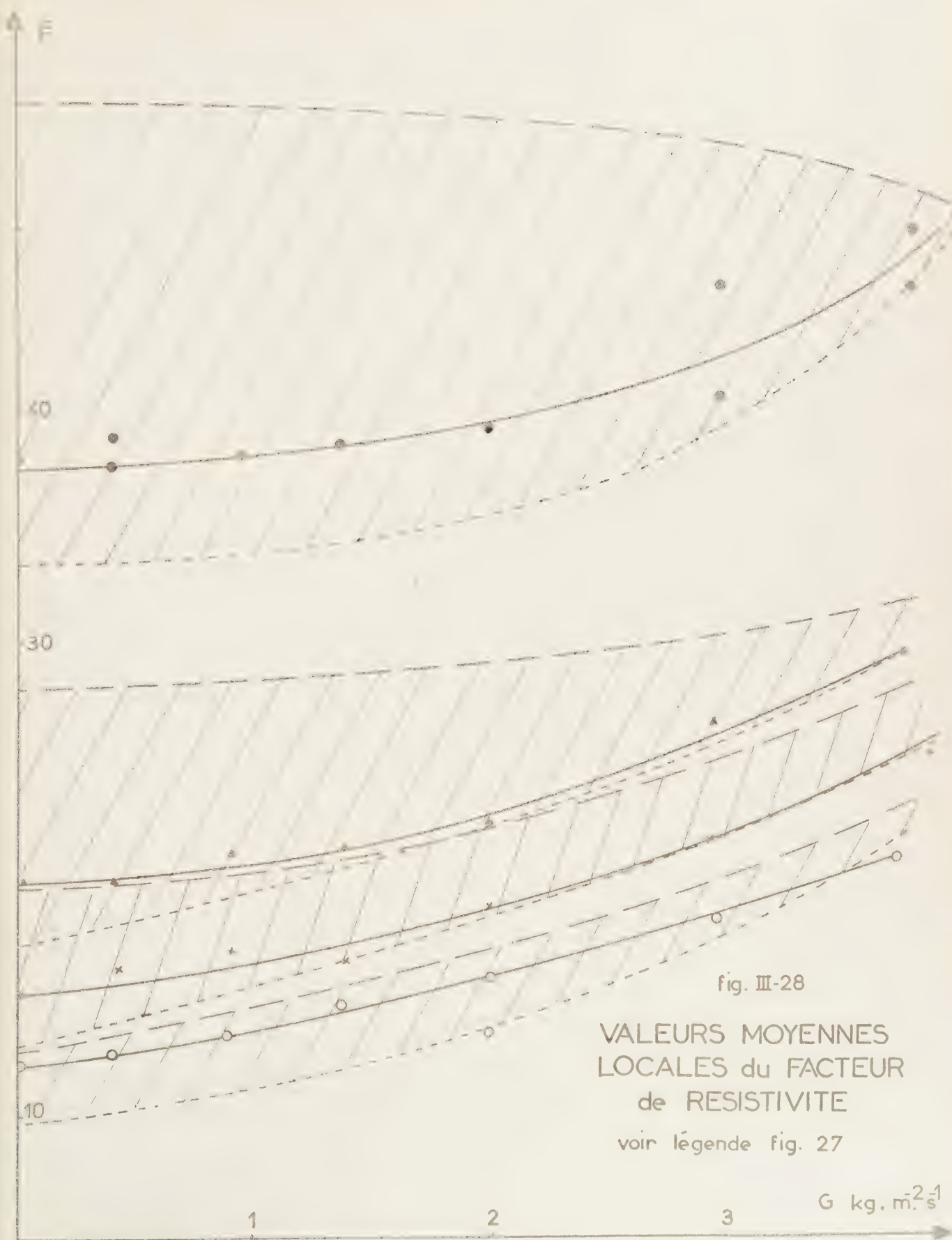


fig. III-28

VALEURS MOYENNES
LOCALES du FACTEUR
de RESISTIVITE

voir légende fig. 27

$G \text{ kg. m}^{-2} \text{s}^{-1}$

fig. III-29

ECART REDUIT
en FONCTION de G

à contre-courant

- L = 3,5 kg. m². s⁻¹
- ▼ L = 7,9 "
- x L = 11,1 "
- o L = 17,5 "

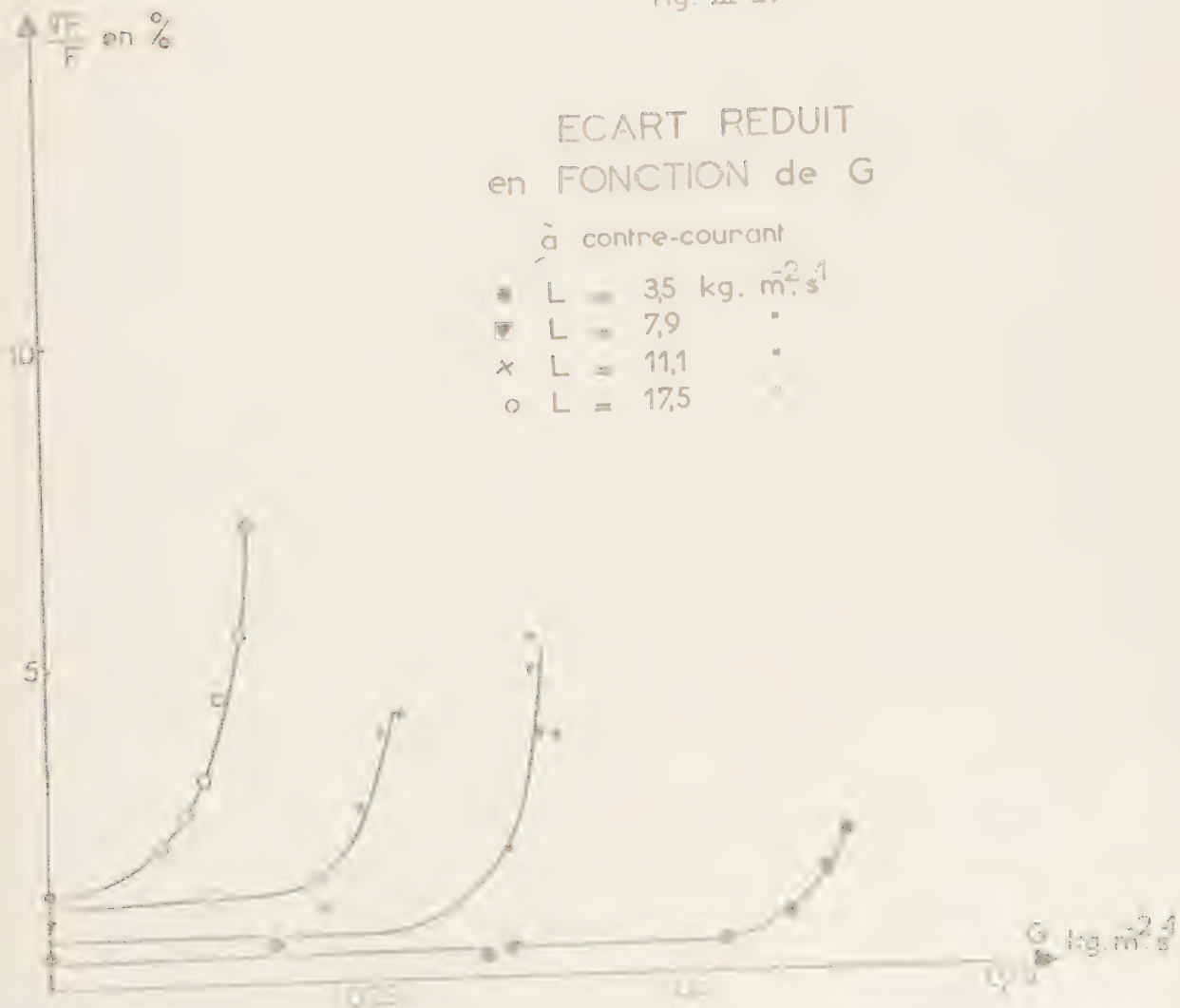
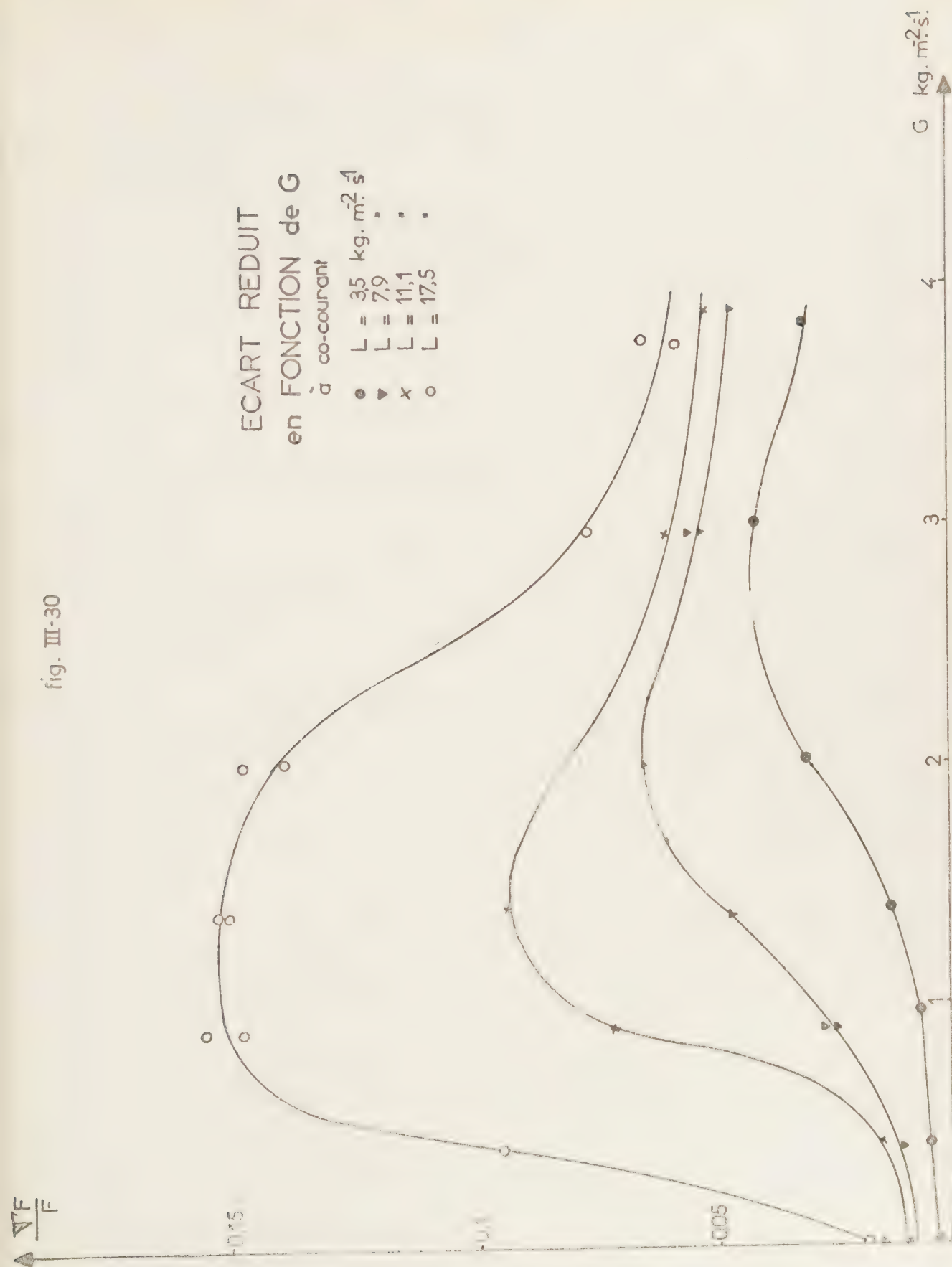


fig. III-30



On constate qu'à débit de gaz nul, l'écart réduit est faible (de l'ordre de 1 à 1,5 %) : les résultats présentant une assez grande dispersion.

- A contre courant, pour un débit liquide donné, l'écart réduit reste pratiquement constant et augmente rapidement à partir du point de charge. Ses valeurs demeurent malgré tout faibles (inférieures à 7 % dans nos mesures).

- A co-courant, l'écart réduit passe par un maximum dont la valeur, fonction du débit liquide, varie entre 4 et 15 %.

253 - Spectre de fréquence

Il est intéressant de voir, pour un état de turbulence donné, comment la fréquence de renouvellement des surfaces se distribue en fonction des débits liquides et gazeux. Nous avons donc effectué l'analyse harmonique des fluctuations pour divers débits à co et contre-courant.

A contre-courant, il nous a été impossible d'obtenir des spectres convenables. Les fluctuations de tension ayant des allures très différentes d'un instant à l'autre. Tout se passe comme si l'état d'irrigation local n'avait pas un caractère stable, mais dépendait de la position fluctuante des filets eux-mêmes à l'intérieur du garnissage, résultat qui confirme les travaux de LESPINASSE.

Pour un débit de gaz nul, la position aléatoire de ces filets se fait encore sentir et, à titre indicatif, nous avons reporté sur la figure III₃₁ les résultats très dispersés obtenus pour un débit liquide $L = 17,45 \text{ Kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ et plusieurs débits de gaz.

A co-courant, les filets paraissent avoir des positions beaucoup plus stables et il est facile d'en obtenir les spectres de fréquence correspondants.

Les résultats obtenus pour différents débits de liquides et de

gaz , sont reportés sur les figures III₃₂ à III₃₅. Les fréquences qui interviennent sont très basses (inférieures pour la plupart à 20 Hz). Les spectres présentent un maximum parfois très accentué, dont l'abscisse est une fonction croissante des débits de liquide et de gaz. La fréquence de chaque maximum peut être reliée à 15 % près aux débits de gaz G et de liquide L par l'équation empirique suivante :

$$n = - 0,05 + 0,44 G + 0,06 L (1 + G)$$

Cette équation est donnée à titre indicatif et n'a, par suite, qu'une utilité relative.

L'aire comprise entre chaque courbe et l'axe des fréquences est égale à $1 \pm 0,15$.

26 - Interprétation des résultats expérimentaux

L'interprétation des divers résultats précédents est relativement délicate, car nous ne possédons qu'une seule information locale : celle du point où se trouve la cellule de mesure. Il est évident que, pour chaque autre point de la même section droite de la colonne et pour chaque profondeur dans le garnissage, les informations seront semblables, mais certainement pas identiques. En toute rigueur, il n'est donc pas possible, à partir d'une seule mesure locale, d'étendre les résultats correspondants à toute la colonne ou même de les comparer à des grandeurs globales.

Néanmoins, on peut tenter de le faire avec les réserves qui s'imposent.

Si l'on remarque que l'écart réduit est, en quelque sorte, une mesure de l'état de turbulence de la phase liquide, il est intéressant de le comparer avec le taux d'interaction entre phases, qui est une mesure du transfert de quantité de mouvement de la phase gazeuse à la phase liquide.

En comparant les courbes des figures III₂₉ , III₃₆ et III₃₇ , on remarque qu'à contre-courant, pour des débits croissants de gaz, $\frac{\Delta H}{\Delta H_0}$ augmente d'abord très rapidement, alors que $\frac{\sigma_F}{F}$ augmente beaucoup plus lentement : au point de charge $\frac{\Delta H}{\Delta H_0}$ augmente moins vite, tandis que $\frac{\sigma_F}{F}$ croît plus rapidement. Ces deux grandeurs, comme la rétention, varient donc dans le même sens.

En faisant la même comparaison à co-courant (fig. III₃₀ - 38 - 39), nous constatons que $\frac{\Delta H}{\Delta H_0}$ et $\frac{\sigma_F}{F}$ présentent tous deux (pour chaque débit liquide) des maxima dont les abscisses quoique situées dans la même région, sont décalées l'une par rapport à l'autre. Tout se passe comme si le taux d'interaction était maximal lorsque la phase gazeuse commence à avoir une influence sur la rétention, alors que l'écart réduit a son maximum lorsque la rétention liquide est déjà "bouleversée" par l'action de la phase gazeuse.

Il est apparemment curieux de constater que ces deux maxima ne coïncident pas. En effet, les analogies de REYNOLDS et de CHILTON et COLBURN expriment que les efficacités de transfert de matière (fonctions de l'état de turbulence $\frac{\sigma_F}{F}$ de la phase liquide) et de quantité de mouvement (fonction de $\frac{\Delta H}{\Delta H_0}$) sont égales ou tout au moins voisines et varient en général dans le même sens. Il est d'ailleurs bien connu que les échangeurs les plus efficaces sont ceux dans lesquels la perte de charge est la plus grande.

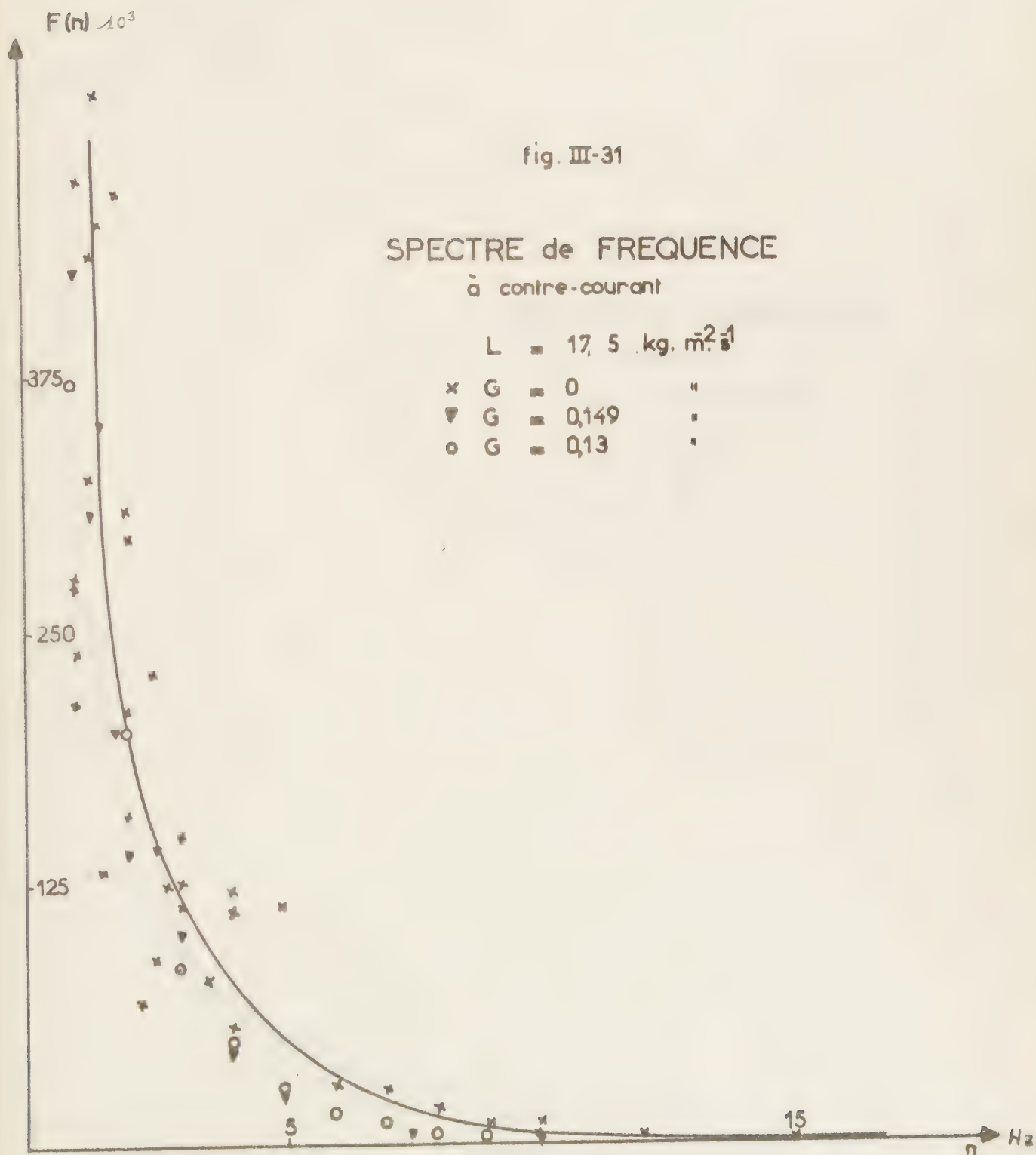
Une étude plus complète, à base statistique cette fois, devra être entreprise ultérieurement pour lever cette ambiguïté.

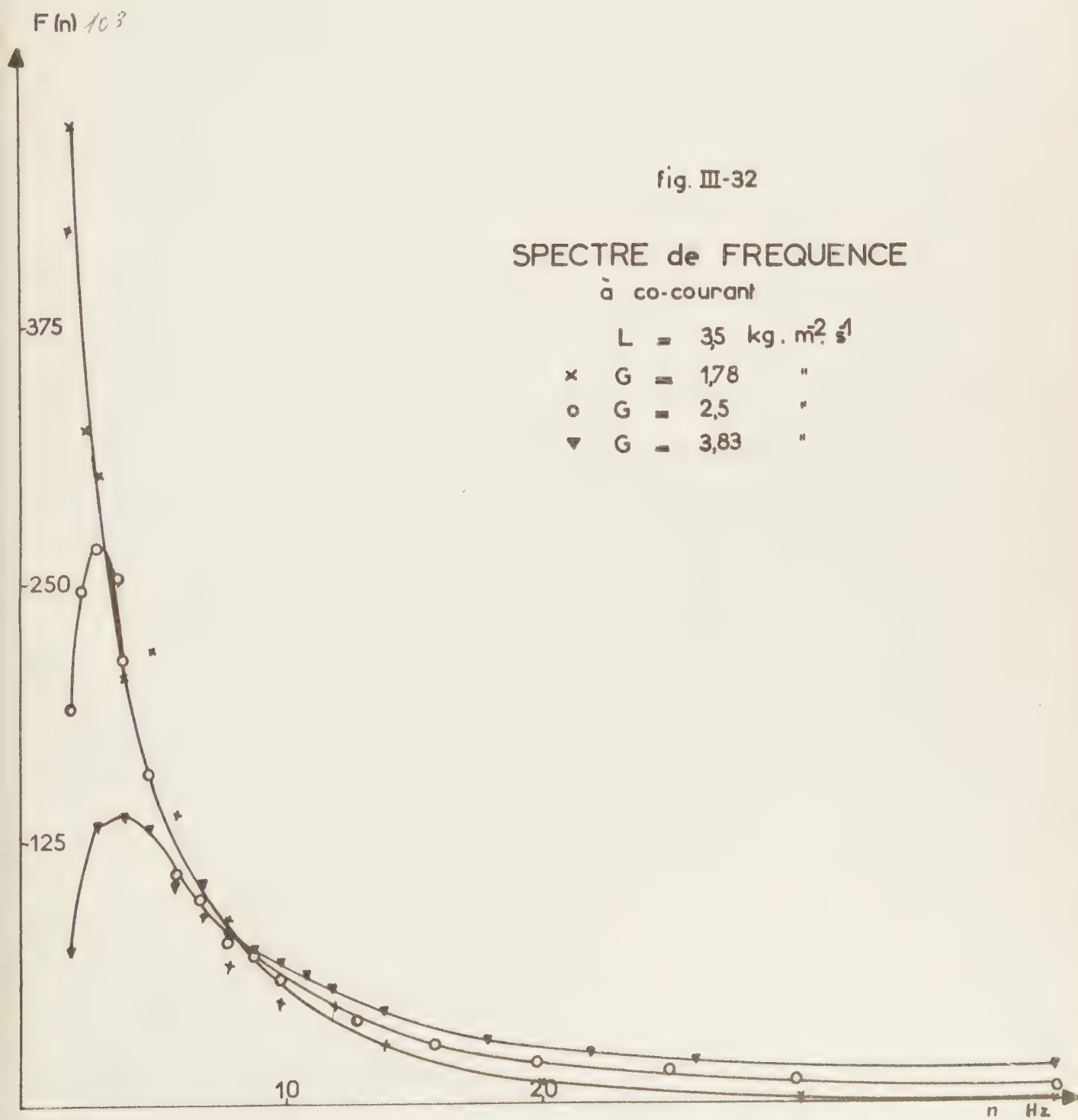
fig. III-31

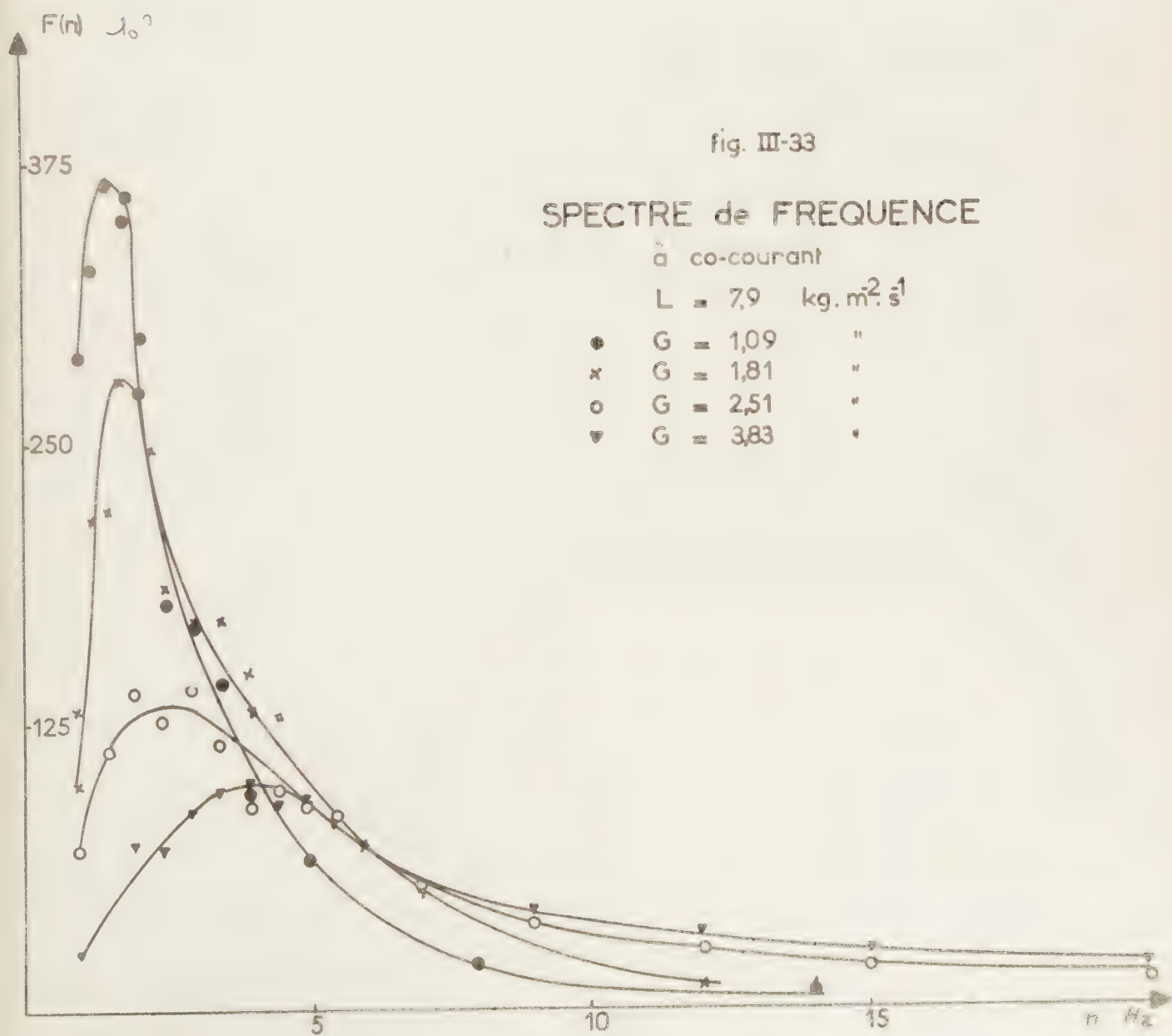
SPECTRE de FREQUENCE à contre-courant

$$L = 17,5 \text{ kg. m}^2 \text{ s}^{-1}$$

- x G = 0
- ▼ G = 0,149
- o G = 0,13







$F(n) \cdot 10^3$

fig. III-34

SPECTRE de FREQUENCE

à co-courant

$L = 11,1 \text{ kg. m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$

- $G = 0,91$ "
- × $G = 2,01$ "
- $G = 2,95$ "
- ▼ $G = 3,83$ "

375

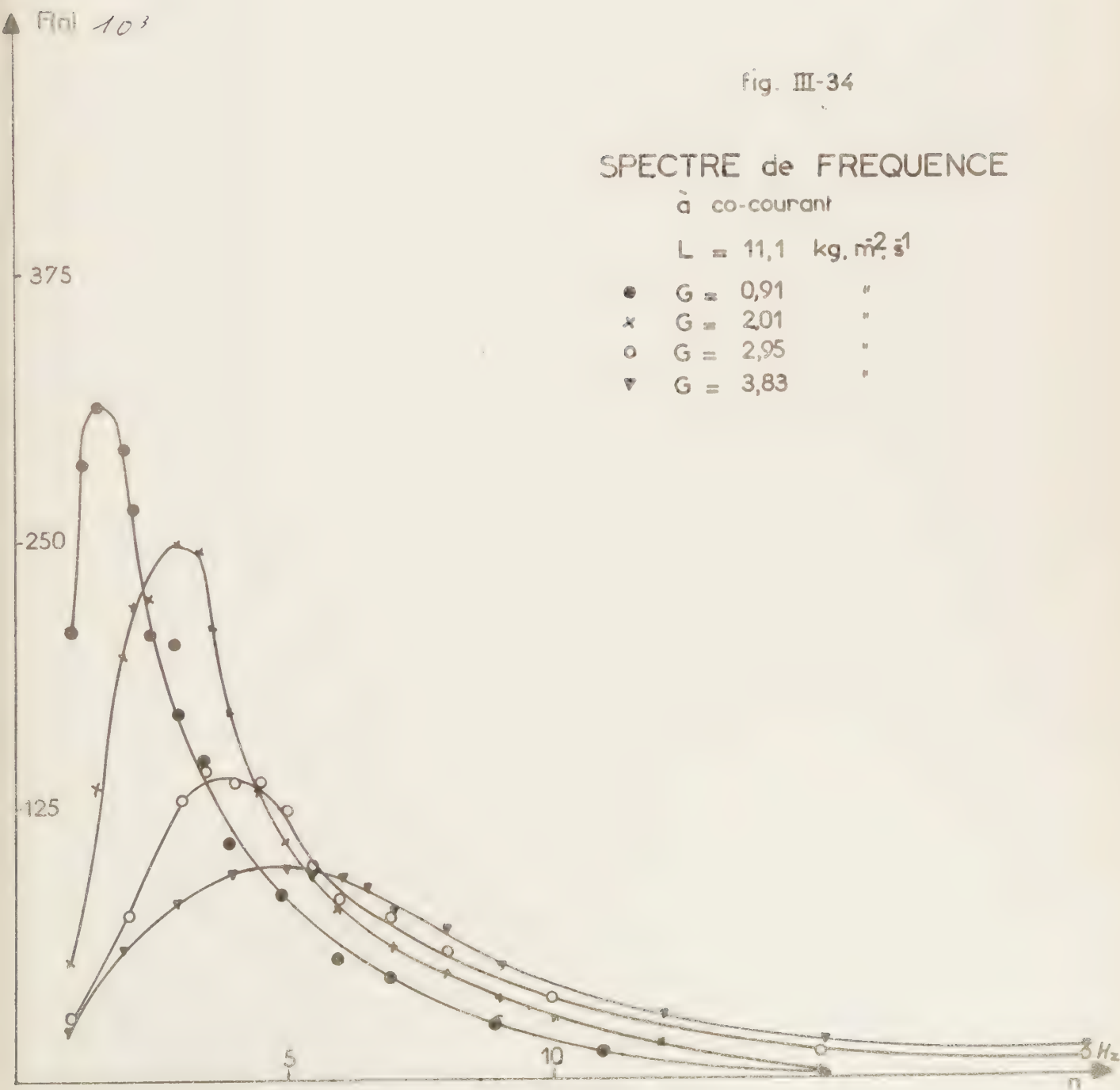
250

125

5

10

δH_z
n



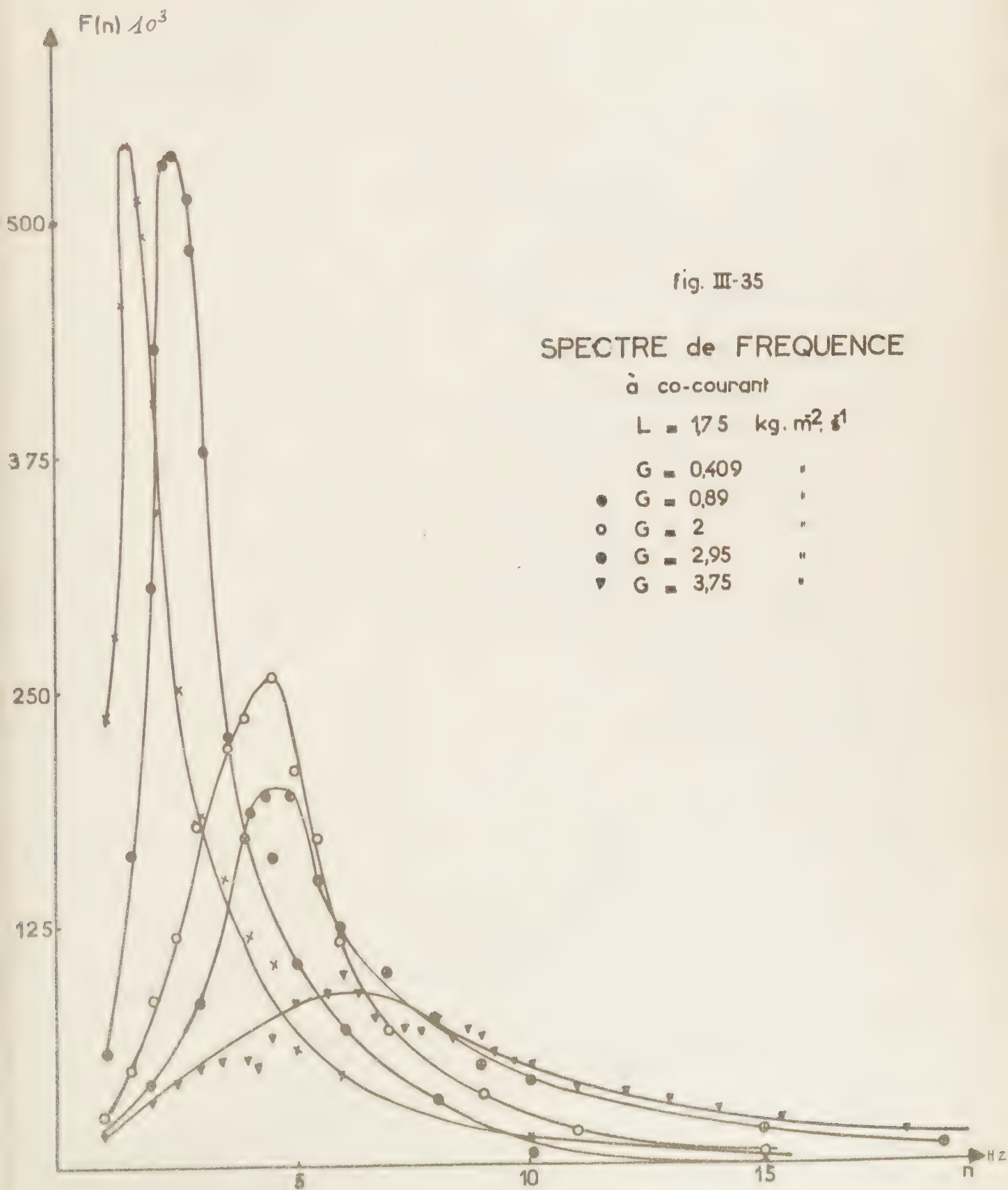
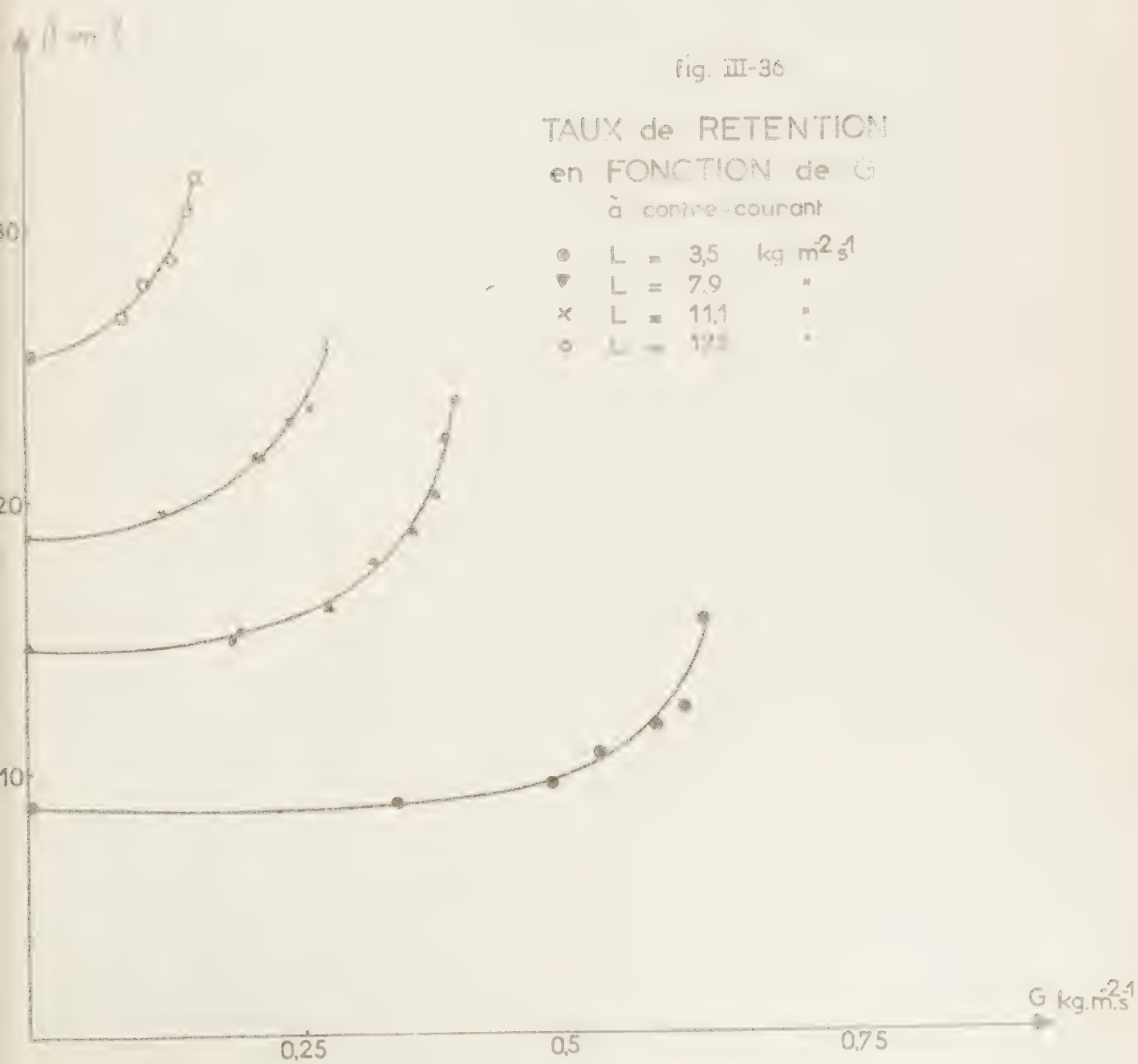
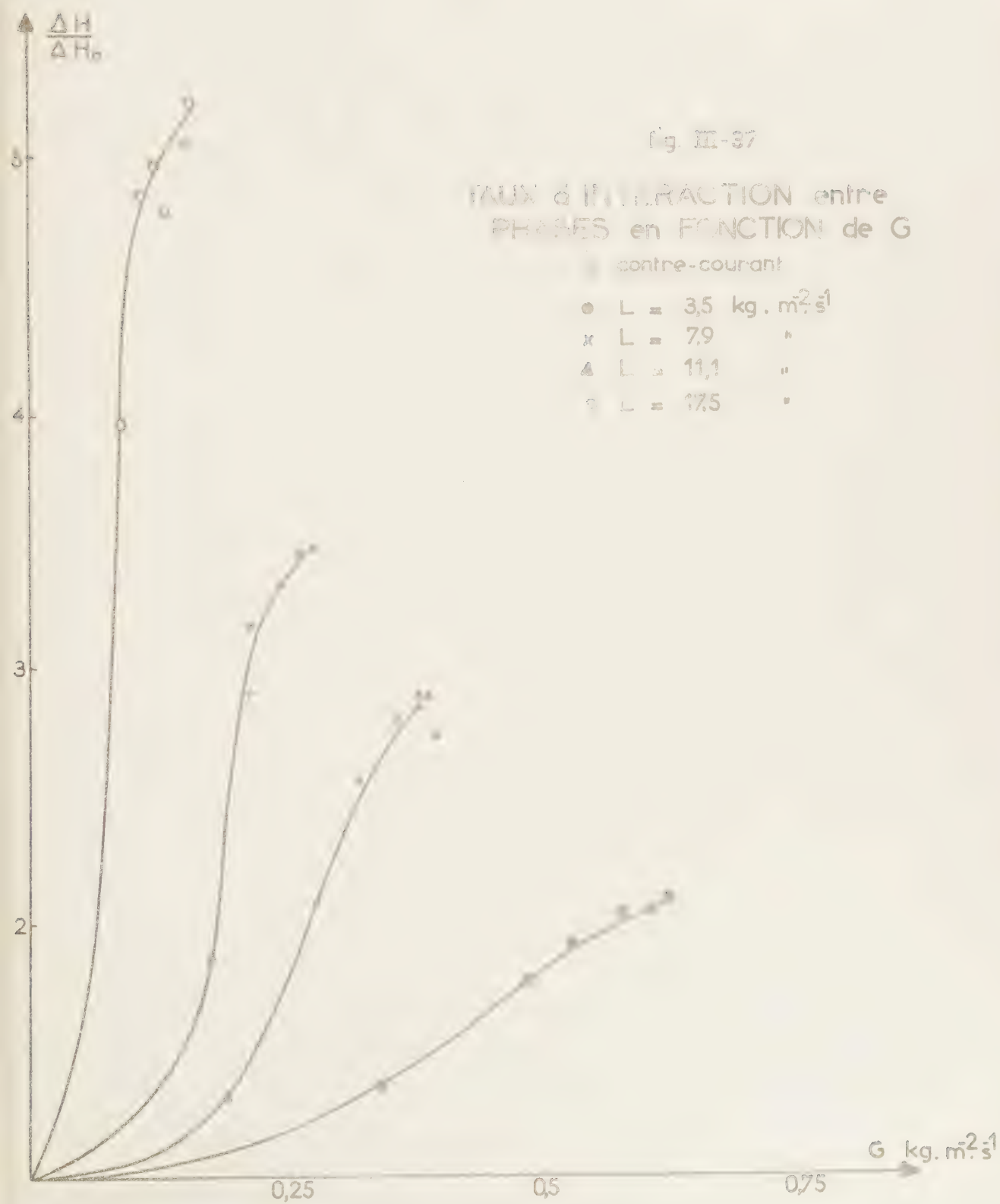


fig. III-36

TAUX de RETENTION
en FONCTION de G
à contre-courant

- $L = 3,5 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$
- ▼ $L = 7,9 \text{ "}$
- × $L = 11,1 \text{ "}$
- $L = 17,3 \text{ "}$





▲ β en %

30

20

10

G $\text{kg} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$

4

3

2

1

fig. III-38

TAUX de RETENTION

en fonction de G
à co-courant

- L = 3,5 $\text{kg} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$
- ▲ L = 7,9 "
- x L = 11,1 "
- o L = 17,5 "

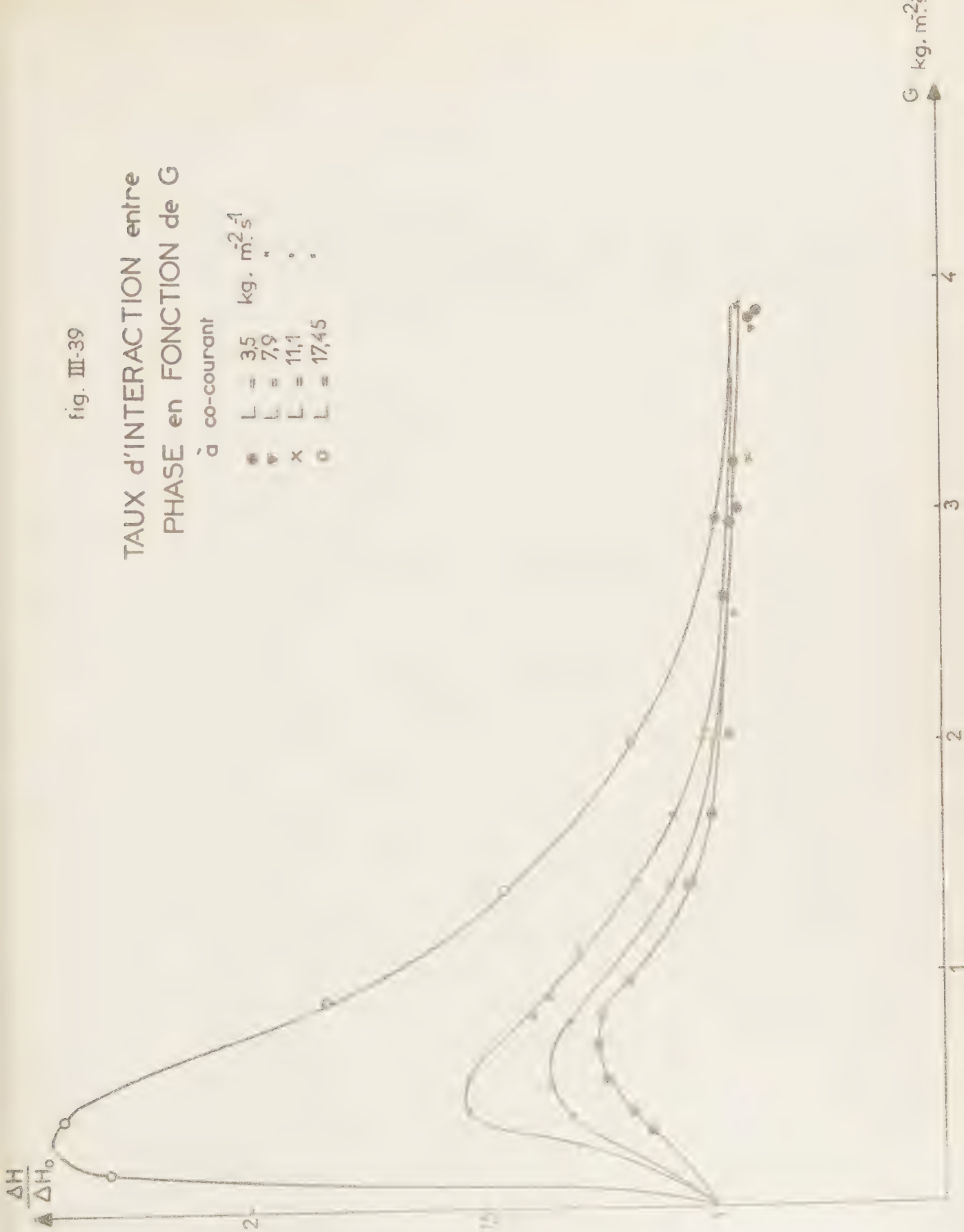


fig. III-39

TAUX D'INTERACTION entre PHASE en FONCTION de G

à co-courant

●	L = 3,5	kg. m ² . s ⁻¹
○	L = 7,9	"
x	L = 11,1	"
◊	L = 17,45	"



- N O T A T I O N S -

c_o	conductivité électrique si $\epsilon = 1$
c_s	conductivité électrique mesurée à l'état statique dans la colonne
c	conductivité électrique mesurée dans la colonne en fonctionnement
C	conductivité relative
C'	capacité
$e_i(t)$	tension électrique
F	facteur de résistivité
$F(n)$	densité spectrale
h	hauteur d'électrode
H	charge en m C.E.
i	intensité de courant
I	degré d'interconnexion des filets liquides
L	débit liquide
n	fréquence
P	pourcentage de gros pores verticaux
$r(t)$	fluctuations de résistance
R	résistance moyenne
T	facteur de tortuosité
$v(t)$	fluctuations de tension
V	tension électrique
$x - y$	paramètres
β	taux de rétention dynamique
β_c	taux de rétention participant à la conduction électrique
β_s	taux de rétention statique
$\beta_t = \beta + \beta_s$	taux de rétention totale
ϵ	porosité
γ	conductance
Γ	conductance
$\Gamma(t_1, t_2)$	covariance
ρ	résistivité
σ	écart type

- BIBLIOGRAPHIE -

- A -

- 1 - AKEHATA T. et SATO K. - Chem. Eng. (Japon) 22 (1958) 430
- 2 - ARIS R. et AMUNDSON N.R. - Am. Inst. Chem. Engrs. Jour. 3 (1957) 280
- 3 - ARIS R. - Chem. Eng. Sci. 10 (1959) 80 et 11 (1959-60) 194

- B -

- 1 - BAKER T. - CHILTON T. H. et VERNON M. C. - Trans. Am. Inst. Chem. Engrs. 31 (1935) 296
- 2 - BENENATI R.F. et BROSILOW C.B. - Am. Inst. Chem. Engrs. Jour. Vol. 8 - n° 3 (1962) 359
- 3 - BLANC-LAPIERRE A. - FORTET R. et KAMPE DE FERIET J. - Théorie des fonctions aléatoires - Masson Editeurs - Paris 1953

- C -

- CALDERBANK P.H. - POGORSKI L.A. - Trans. Inst. Chem. Engrs (London) 35 (1957) 196
- 2 - CIHLA Z. et SCHMIDT O. Coll. of Czechoslov. Chem. Commun. 22 (1957) 896
 - 3 - CARBERRY J.J. et BRETTON R.H. - Am. Inst. Chem. Engrs. Jour. 4 (1958) 367

- D -

- 1 - DANCKWERTS P.V. - Chem. Eng. Sci. - 2 (1953) 1
- 2 - DEANS H.A. et LAPIDUS L. - Am. Inst. Chem. Engrs. Jour. 6 (1960) 656
- 3 - DUMAS R. - Thèse d'Etat présentée à la Faculté des Sciences de l'Université d'Aix-Marseille le 7 juillet 1962.

- E -

- 1 - EBACH E.A. et WHITE R.R. - Am. Inst. Chem. Engrs. Jour. 4 (1958) 161

- G -

- 1 - GIBSON C.H. et SCHWARZ W.H. - Jour. Fluid. Mech. - July(1963) 357
- 2 - GOTTSCHLICH C.F. - Am. Inst. Chem. Engrs. Jour. 9 (1963) 88
- 3 - GRIMLEY S.S. - Thèse (1945) University of London et Trans. Inst. Chem. Engrs. 23 (1945) 228

4 - GUDEFIN - Thèse d'Etat présentée à la Faculté des Sciences de Nancy

- H -

1 - HIRAI E. - Chem. Eng. (Japon) 18 (1954) 528-31

2 - HIRAI E. - Chem. Eng. (Japon) 18 (1954) 22-26

3 - HOFTYZER P.J. - Trans. Inst. Chem. Engrs. - 42(1964) T. 109

- K -

1 - KARETRISKOV Y.P. et ZHIDELEVA K.P. - Khim. Nauka i Prom. 2 (1957) 795

2 - KIMURA M. - NANO K. - KANEDA T. - Chem. Eng. (Japon) 19 (1955) 397

3 - KIRSCHBAUM Z. - Ver. Deut. Ing. 75 (1931) 1212

4 - KLINKENBERG A. et SJENITZER F. - Chem. Eng. Sci. 5 (1956) 258

5 - KRAMERS H.G. et ALBERDA G. - Chem. Eng. Sci. 2 (1953) 173

6 - KRAMERS H.G. - BAARS M. et KNOLL W.H. - Chem. Eng. Sci. 2 (1953) 35

- L -

1 - LAMB D.E. - MANNING F.S. et WILHELM R.H. - Am. Inst. Chem. Engrs.
Jour. 6 (1960) 682

2 - LAW W.T.F. - Chem. Eng. Sci. 18 (1963) 243-4

3 - LE GOFF P. - LESPINASSE B. - PROST C. - Ind. Chim. Belge n° 11 (1964)
1141-1164

4 - LESPINASSE B. - Rev. Inst. Français Pétr. 17 (1962) 21-41 et 41-61

5 - LILES A.W. et GEANKOPLIS C.J. - Am. Inst. Chem. Engrs Jour. 6 (1960)
591

- M -

1 - Mc HENRY K.W. Jr. et WILHELM R.H. - Am. Inst. Chem. Engrs. Jour.
3 (1957) 83

2 - MANNING F.S. et WILHELM P.H. - Am. Inst. Chem. Engrs Jour. 9
(1963) 12.

3 - MULLIN J.W. et BUTT W.M. - Trans. Inst. Chem. Engrs. 38 (1960) 308,
40 (1962) 228, 42 (1964) T. 101

- N -

1 - NAGAR B.R. - BHATIACHARYA A.K. - GUPTA D.R. - Physik Chem. 208 (1958) 58

2 - NASSOS G.P. - Development of an electrical resistivity probe for void
fraction measurements in air water flow - Argonne Natl Lab. June 1963

- 3 - NEAL L.G. et BANKOFF S.G. - Am. Inst. Chem. Engrs. Jour. 9 (1963) 490
- 4 - NOUGUIER J. - Toute l'Electronique n° 285 mai(1964) 149

- P -

- 1 - PEARSON J.R.A. - Chem. Eng. Sci. 10 (1959) 281
- 2 - PERRY et DAVIES - Private Report, Ramsay Lab. of Chem. Eng. Univ. College (London) (1933)
- 3 - PORTER K.E. et JONES M.C. - Trans. Inst. Chem. Engrs 41 (1963) 240
- 4 - PRAUSNITZ et WILHELM R.H. - Ind. Eng. Chem. 49 (1957) 978

- R -

- 1 - ROSEN J.B. et WINSCHÉ W.E. - Chem. Phys. 18 (1950) 1587

- S -

- 1 - SCHWARTZ C.E. - SMITH J.M. - Ind. Eng. Chem. 45 (1953) 1209
- 2 - SCOTT - Trans. Inst. Chem. Engrs. 13 (1935) 211
- 3 - SELHEIMER - Chem. Met. Eng. (1934) 149
- 4 - SHAFFER M.R. - M.S. Thesis Purdue University, June 1953
- 5 - SHERIDAN M.B. et Mc DONALD M.B. - Ind. Chem. Mfr 35 (1959) 439 et 487
- 6 - STAHEL E.P. et GEANKOPLIS C.J. - Am. Inst. Chem. Engr's. Jour., March (1964) 174
- 7 - STRANG D.A. et GEANKOPLIS C.J. - Ind. Eng. Chem. 50 (1958) 1305

- T -

- 1 - TEXEREAU J. - La construction du télescope d'amateur 2e éd. p. 244 Société Astronomique de France (Paris)
- 2 - TOUR R.S. et LERMAN F. - Trans. Am. Inst. Chem. Engrs. 35 (1939) 709
- 3 - TURNER G.A. - Chem. Eng. Sci. 7 (1957) 156 et 10 (1959) 14

- V -

- 1 - VAN ROSSUM J.J. - Chem. Eng. Sci. (1959) 1135

- W -

- 1 - WEIMANN - Chem. Fabr. 40-4 (oct. 1933) 411

- Z -

- 1-ZWIETERING T.N. - Chem. Eng. Sci. 11 (1959-60) 1

- CONCLUSIONS GENERALES - -----

Dans le présent travail, nous avons mis au point de nouvelles méthodes d'étude qui devront être reprises, améliorées et appliquées à de nombreux exemples expérimentaux afin de tester leur validité.

Dans l'étude des systèmes diphasiques, le modèle proposé doit être approfondi et utilisé pour décrire la texture de nombreux milieux poreux naturels et synthétiques. Des considérations analogues à la conductivité pourront être tentées avec la perméabilité. Ce modèle sera d'autant plus valable que la connaissance des deux paramètres x et z pour un milieu donné permettra d'en calculer la perméabilité correspondante.

Appliquée aux colonnes à garnissage, la méthode de mesure par conductivité électrique doit être poursuivie en variant au maximum les propriétés du garnissage. Enfin, la mesure de la conductance locale est maintenant au point. L'intérêt de la méthode est de mesurer simultanément de nombreuses grandeurs et notamment : ΔP , β , $\frac{\sigma F}{F}$, spectre de fréquence. Ceci permettra de comprendre l'hydrodynamique de la colonne, c'est-à-dire le mécanisme de conversion de l'énergie mécanique des fluides en turbulence du liquide. La connaissance de cet état de turbulence, entraînant un renouvellement des éléments de l'interface gaz-liquide, conduira naturellement au transfert de matière et au calcul de l'efficacité des échangeurs.

Plus généralement, le dispositif expérimental employé, pourra être utilisé pour d'autres études où interviennent des phénomènes de fluctuations dont les fréquences ne sont pas trop élevées : ce qui est d'ailleurs le cas pour la plupart des phénomènes d'écoulement à deux phases. Citons par exemple :

- l'étude du degré d'hétérogénéité et de l'état de turbulence des lits fluidisés par un liquide conducteur,
- la détermination de la taille et de la fréquence des gouttes de solvant s'écoulant à contre-courant d'un liquide conducteur à l'intérieur d'une colonne d'extraction.

NOM du CANDIDAT : PROST Christian

TITRE et NATURE de la THESE : Etude de la conductivité électrique des milieux diphasiques. Application à l'hydrodynamique des colonnes à garnissage pour absorption gaz-liquide.

Vu et approuvé

Nancy, le 30-11-1964

le Doyen de la Faculté

des Sciences de NANCY

J. AUBRY

Vu et permis d'imprimer

Nancy, le 2 décembre 1964

le Recteur

Président du Conseil

de l'Université

P. IMBS

DEUXIEME THESE

PROPOSITION DONNEE par la FACULTE



